



HAL
open science

Dynamique propagative d'impulsions optiques ultra-courtes pour un module de compression à base de fibre creuse

Martin Maurel

► **To cite this version:**

Martin Maurel. Dynamique propagative d'impulsions optiques ultra-courtes pour un module de compression à base de fibre creuse. Optique / photonique. Université de Limoges, 2019. Français. NNT : 2019LIMO0116 . tel-04416230

HAL Id: tel-04416230

<https://theses.hal.science/tel-04416230v1>

Submitted on 25 Jan 2024

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.

Université de Limoges

**ED 610 - Sciences et Ingénierie des Systèmes, Mathématiques,
Informatique (SISMI)**

Institut de recherche Xlim, Limoges

Thèse pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Limoges

Electronique des Hautes Fréquences, Photoniques et Systèmes

Présentée et soutenue par

Martin MAUREL

Le 9 décembre 2019

**Dynamique propagative d'impulsions optiques ultra-courtes pour
un module de compression à base de fibre creuse**

Thèse dirigée par Fetah Benabid, et co-encadrée par Benoit Beaudou et Frédéric Gêrôme

JURY :

Rapporteurs

M. Alexandre Kudlinski, Professeur, Laboratoire PhLAM, Université de Lille 1

M. François Sanchez, Professeur, Laboratoire LPHIA, Université d'Angers

Examineurs

M. Benoit Beaudou, Ingénieur d'application-PhD, GLOphotonics

M. Fetah Benabid, Directeur de recherche CNRS, Xlim-GPPMM, Université de Limoges

M. Vincent Couderc, Directeur de recherche CNRS, Xlim-Biophotonique, Université de Limoges

M. Frédéric Gêrôme, Chargé de recherche CNRS, Xlim-GPPMM, Université de Limoges

M. Jean-François Hergott, Ingénieur-chercheur-HDR, Laboratoire Interactions, Dynamiques et Lasers, CEA Saclay



A mes parents, ma sœur pour leur incommensurable soutien,

« La théorie, c'est quand on sait tout mais que rien ne fonctionne. La pratique, c'est quand tout fonctionne et que personne ne sait pourquoi. Ici, nous avons réuni théorie et pratique : Rien ne fonctionne... et personne ne sait pourquoi ! »

Albert Einstein

Remerciements

Ces remerciements ne sont pas si faciles à écrire étant donné qu'ils riment fortement avec un *aurevoir*.

Je commencerai par remercier les personnes à la tête de chaque entité de cette thèse CIFRE à savoir Fetah Benabid, pour la partie GPPMM-Xlim et pour GLOphotonics Jérôme Alibert. Ayant reçu la note de 7,5/20 au partiel « Lasers ultra-rapides », m'accepter pour une thèse portant sur les lasers ultra-rapides était un pari risqué. Je vous remercie de ne pas avoir tenu compte du côté scolaire, d'avoir regardé au-delà des relevés de notes et de m'avoir accordé votre confiance. J'espère ne pas mettre trop mal habitude à avoir un CEO aussi prévenant ; je ne peux que souhaiter à quiconque de travailler sous la direction d'un tel chef d'entreprise.

D'ailleurs, c'est sûrement grâce aux travaux que j'ai réalisés au CELIA durant mon stage de Master 2 que j'ai pu décrocher cette thèse. Les responsables premiers de ces quatre années sont finalement Denis Marion, Jérôme Lhermite, Eric Cormier et bien sûr Romain Royon. Je suis très fier d'avoir pu vous rencontrer et apprendre avec vous ; et d'avoir, à mon échelle de stagiaire, participer à Iriosome.

Merci à François Sanchez et Alexandre Kudlinski d'avoir accepté d'être mes rapporteurs et d'avoir pris le temps de lire ce manuscrit. Merci aussi à Jean-François Hergott d'avoir pris place dans ce jury et Vincent Couderc de l'avoir présidé.

Un remerciement un peu plus général à tous les doctorants, post-doctorats et chercheurs des autres équipes d'Xlim. Même si les collaborations entre équipes ne sont pas vraiment marquées, l'entente entre les doctorants/post-doc n'en est pas moins bonne, et les conseils des uns et des autres ont toujours été utiles. Notamment ceux de Geoffroy et Raph, qui même à des heures avancées de la nuit n'en restaient pas moins de grands visionnaires de la photonique !

Les déplacements que j'ai eu l'opportunité de réaliser m'ont permis de découvrir de nouveaux horizons où j'ai été extrêmement bien accueillis. A commencer par les équipes du CELIA que j'ai eu le plaisir de retrouver à quelques reprises. Par la suite c'est en Californie que j'ai côtoyé pendant deux mois les équipes du BELLA. Ces deux mois furent longs mais la gentillesse des californiens en font maintenant un excellent souvenir. La Hongrie m'a également reçu quelques semaines et je ne peux que remercier chaleureusement l'équipe du MIR d'ELI-ALPS [Bálint, Roland, Ludivit et Máté] pour l'accueil qu'ils m'ont réservé, j'ai eu l'impression d'avoir toujours travaillé avec eux. C'est finalement au Japon que mes périples se sont arrêtés. Merci donc à l'équipe Femtosecond Spectroscopy et notamment à Julien Madéo pour leur accueil.

Revenons à Limoges. La partie administrative de toutes ces années a été parfaitement orchestré par Nadine Aymar [Nanou] qui a fait preuve d'une immense patience surtout face à mes incompétences administratives.

Merci Jean de tes conseils et de ton aide dans mes recherches professionnelles. Les déplacements en ta compagnie ont toujours été supers, merci de ta bonne humeur...encore désolé pour ta croute de pizza...

Je ne peux pas oublier quelques vieilles branches que j'ai eu le plaisir de côtoyer durant les premiers mois de ma thèse. Ces quelques lignes sont pour Assad Baz et Aurélien Benoit, merci de vos enseignements, conseils et aides. C'est toujours un plaisir de vous croiser entre deux conférences.

Un soutien musical a été apporté par bon nombre d'artiste. J'ai donc une pensée pour IAM, Serge Gainsbourg, Manu Chao, Les Beatles, Simon and Garfunkel, Nadau, Thérapie Taxi, N'to, Fakear, Kany West, Chopin et bien d'autres...

Un immense merci à Foued Amrani et Benoit Debord. Merci de votre aide que vous n'avez pas boudé. J'ai pu compter sur vous que ce soit en manip, programmation jusqu'en rédaction et ce travail a en partie été possible grâce à votre présence et bienveillance. L'encadrement industriel de cette thèse a été fait par Benoit Beaudou, merci de tes conseils et surtout de ta culture scientifique sur bons nombres de sujets.

Grand Fréd [Frédéric Gérôme], MERCI. Tu as apporté un immense soutien pour que trois thésards (David, petit Fréd et moi) puisse boucler leurs travaux. Dans quelques jours c'est à toi de présenter une HDR que tu mérites amplement. Tes futurs étudiants seront très chanceux d'avoir un directeur de thèse comme toi. Merci de ta constante bonne humeur, ça a été un réel plaisir et honneur de travailler dans ton équipe, j'en garderai une grande fierté.

Je m'approche des lignes les plus compliquées à écrire. Elles vont s'adresser à mes camarades et collègues de quatre ans. Merci mon Toto pour ton énergie communicative et fatigante !! Dadoo et Fredo, nous avons commencé en même temps et fini en même temps. Je crois qu'on a vécu une galère indescriptible, qui aurait pu être infranchissable si elle n'avait pas été partagée. C'était quelques mois d'écriture difficile mais votre présence a été une aide inépuisable.

C'est le cœur gros que je fini avec vous tous, Alex, Ando, Ben, Chaf, Dadoo, Fred, Toto et Quentin. J'aurai sûrement du mal à vous exprimer ce que je ressens en vous disant aurevoir. J'ai vécu quatre années incroyables ; elles ont été très difficiles, ça reste une thèse au GPPMM, mais putain qu'est-ce que j'ai été heureux. Pendant quatre ans je me suis toujours levé avec le sourire de savoir que j'allais venir bosser avec vous ; que j'allais retrouver des collègues, mais surtout des amis. Je ne pense pas retrouver ça ailleurs et c'est d'autant plus dire de vous laisser. Je vous jalouse de savoir que vous allez continuer à vous voir et partager autant que j'ai eu le plaisir de partager avec vous. Je vous souhaite de tout mon cœur le meilleur professionnellement et personnellement.

Je garderai un souvenir incroyable de mon passage à Limoges. Les dimanches à boire un café ou manger une pizza devant RMC avec nos trappeurs préférés [Eustace, Tom, Marty] en Alaska. Merci Alex de m'avoir accueilli à l'improviste à chaque fois. Je n'oublierai pas non plus nos discussions sur le monde, Chachou, à 6h30 fraîchement extirpé du Times.

Je ne peux pas oublier de remercier les Lemercier. Merci de m'avoir nourri, soigné, réparé la voiture, récupéré à la gare, changé les idées avec des journées à la mer. Merci de votre gentillesse et de votre bienveillance.

Merci à mes parents, Claude et Serge, pour leur soutien. Merci de m'avoir laissé faire ce que je souhaitais, c'est une chance que tout le monde n'a pas, de m'avoir aidé financièrement, ce sont de longues études qui n'auraient pas abouties sans vous. Et merci d'avoir tout simplement toujours été là. Un énorme merci à ma sœur, Sarah. Merci d'avoir toujours pris le temps de venir me voir à la sortie d'un avion, d'un train, d'avoir toujours été présente également. Merci à vous trois d'avoir toujours été intéressé par ce que je faisais.

Ces dernières lignes sont pour toi Coline. Je ne sais pas trop par quoi commencer. Nous nous sommes connus au moment où la thèse commençait à devenir compliquée. Je crois qu'elle a

pu se terminer en grande partie grâce à toi. Tu as été ma bouée de sauvetage dans un océan de galères. Merci d'avoir toujours été présente, pleine d'énergie.

Droits d'auteurs

Cette création est mise à disposition selon le Contrat :
« **Attribution-Pas d'Utilisation Commerciale-Pas de modification 3.0 France** »
disponible en ligne : <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/fr/>



Table des matières

Table des abréviations	11
Table des illustrations	12
Table des tableaux	18
Préface	22
Chapitre I. Compression d'impulsions optiques ultra-courtes	25
I.1. Introduction	26
I.2. Laser impulsionnel	29
I.3. Technique et principe d'augmentation en énergie et réduction en durée des impulsions	32
I.4. <i>Photonique fibrée</i> et optique non-linéaire	40
I.5. Structure de la thèse	46
Chapitre II. Dynamique de propagation d'une impulsion dans une HCPCF	49
II.1. Généralités sur la propagation d'un champ	50
II.2. Polarisation	51
II.2.1. Polarisation linéaire	51
II.2.2. Polarisation non-linéaire	53
II.3. Les équations de propagation et les transformations spectro-temporelles	59
II.3.1. L'équation non-linéaire de Schrödinger	59
II.3.2. Transformation spectro-temporelle dans un milieu non-linéaire	60
II.3.2.1. Effets dispersifs	62
II.3.2.2. Décalage spectral	64
II.3.2.3. Elargissement spectral et auto-modulation de phase	66
II.3.2.4. Autres phénomènes de propagation optique non-linéaire	67
II.4. Propagation dans une fibre à cœur creux	69
II.4.1. Particularité d'une fibre à cœur creux	69
II.4.2. Régime de propagation d'une impulsion dans une fibre creuse	71
II.4.2.1. Effets purement dispersifs	71
II.4.2.2. Effets Exclusivement Kerr– SPM	74
II.4.2.3. Effets de la diffusion Raman et de photo-ionisation	77
II.5. Espace des paramètres pour la conception et le développement d'un compresseur à base de fibre creuse.	79
Chapitre III. HC-PCF : propriétés et réalisations	83
III.1. Les fibres optiques d'aujourd'hui	84
III.1.1. Les mécanismes de guidage optique	84
III.1.2. L'introduction de courbures négatives dans les fibres creuses à IC	85
III.2. Réalisation des fibres creuses à IC	87
III.2.1. Procédé de fabrication	87
III.2.2. Optimisation de la courbure négative pour des épaisseurs de silice fine	88
III.3. Gestion de la dispersion dans les fibres creuses à IC	92
III.3.1. Impact des paramètres géométriques de la fibre sur la dispersion et la non-linéarité du guide	92
III.3.2. Impact de l'insertion de milieux gazeux dans les fibres creuses	93
III.4. Fibres creuses réalisées pour les applications de compression temporelle	96
III.4.1. Caractérisations linéaires et dispositif S^2	96

III.4.2. Fibres creuses retenues	98
III.4.2.1. Fibre #1 (fibre creuse standard-Yb GLOphotonics)	98
III.4.2.2. Fibre #2 (fibre creuse Kagomé record à 1 μm) et fibres #3 #4 associées	99
III.4.2.3. Fibre #5 (fibre creuse tubulaire record pour l'UV)	101
Chapitre IV. HC-PCF plateforme pour l'optique non-linéaire	103
IV.1. Introduction	104
IV.2. L'air en tant que milieu non-linéaire	105
IV.3. Résultats expérimentaux	107
IV.3.1. Montages optiques / espace des paramètres	107
IV.3.2. Génération de peigne Raman	109
IV.3.3. Génération de Supercontinuum	110
IV.3.4. Conclusion	113
Chapitre V. HC-PCF plateforme pour la compression d'impulsion	115
V.1. Introduction	116
V.2. Montage optique et résultats	116
V.3. Observation de rebond spectral d'impulsion ultra-courte	123
Chapitre VI. Prototype de module de compression	127
VI.1. Introduction	128
VI.2. FastLas	128
VI.3. Tests et procédures d'assemblage	129
VI.3.1. Tests optiques	129
VI.3.2. Tests d'étanchéité	130
VI.3.3. Tests thermiques	130
VI.3.3.1. Test de refroidissement	130
VI.3.3.2. Qualification de matériaux adhésifs pour les fortes puissances moyennes	133
VI.3.3.3. Test de tenue à la haute puissance moyenne	135
VI.4. Alignement	135
Chapitre VII. Module FastLas à 1030 nm	137
VII.1. Introduction	138
VII.2. Auto-compression d'un laser Yb ultra-court (In: 40 W, 270 fs / Out: 85%, 30 fs)	138
VII.2.1. Cahier des charges et identification de l'espace des paramètres	138
VII.2.2. Conception et simulation numérique	138
VII.2.3. Résultats expérimentaux	140
VII.3. Auto-compression d'un laser à haute énergie et intensité (In: 130 fs, 250 μJ / Out: 80%, 26 fs)	142
VII.4. Post-compression d'un laser à haute puissance moyenne (In: 100 W, 450fs / Out: 85%, 45 fs)	144
VII.4.1. Conception et simulation numérique	145
VII.4.2. Résultat expérimental	147
Chapitre VIII. Module FastLas UV	151
VIII.1. Optimisation préliminaire des paramètres du compresseur par simulation numérique	152
VIII.2. Résultats expérimentaux	153
Chapitre IX. Conclusion et perspectives	157
Annexes	161
Références bibliographiques	171

Table des abréviations

AOM : Acousto-Optic Modulator
CPA : Chirp Pulse Amplification
DW : Dispersive Wave
EOM : Electro-Optic Modulator
FOM : Figure Of Merit
FROG : Frequency Resolved Optical Gating
FWHM : Full-Width at Half Maximum
GDD : Groupe Delay Dispersion
GVD : Group-Velocity Dispersion
GTI : Gires Tournois Interferometer
HC-PCF : Hollow-Core Photonic Crystal Fiber
IC : Inhibited Coupling
KLM : Kerr-Lens Mode-locking
KM : Kerr Medium
MPC : Multi-Pass Cell
NLPR : NonLinear Polarization Rotating
OPCPA : Optical Parametric-Chirp Pulse Amplification
PBG : Photonic Band Gap
PER : Polarization Extinction Ratio
RTI : Réflexion Totale Interne
SESAM : SEMiconductor Saturable Absorber Mirror
SMF : Single Mode Fiber
SPM : Self-Phase Modulation
S² : Spatially and Spectrally
TOD: Third Order Dispersion
USP : Ultra-Short Pulse
ZDW : Zero Dispersion Wavelength

Table des illustrations

Figure I-1 : (a) Illustration schématique des constituants majeurs d'un laser ; (b) Spectre d'absorption (noir) et d'émission (rouge) de l'ytterbium ; (c) Structure électronique de l'ytterbium.....	27
Figure I-2 : Architecture (a) laser solide à cristaux massifs ; (b) laser à disque mince ; (c) laser à fibre/rod.	29
Figure I-3 : (a) Spectre d'émission d'un milieu à gain ; (b) Modes longitudinaux de la cavité ; (c) Modes contenus dans le spectre d'émission.	31
Figure I-4 : Illustration des durées atteignables suivant les méthodes de génération d'impulsions.....	31
Figure I-5 : Schéma de principe simplifié du CPA.....	33
Figure I-6 : Puissance crête et durée d'impulsion de lasers commerciaux représentatifs du marché.	34
Figure I-7 : Évolution temporelle et spectrale d'une impulsion avant (courbe noire) et après (courbe rouge) sa propagation dans un milieu non-linéaire.	36
Figure I-8 : (a) Représentation du système de compression d'impulsion via l'effet Kerr ; (b) Schéma de fonctionnement d'un miroir chirpé.	37
Figure I-9 : Évolution temporelle et spectrale d'une impulsion post-comprimée.....	37
Figure I-10 : Paysage illustrant les différentes techniques de compression.	39
Figure I-11 : (a) Représentation des différentes fibres PCF ; (b) Exemple de fibres à bandes interdites photoniques (PBG) et à couplage inhibé (IC).	41
Figure I-12 : Exemples de résultats marquants obtenus grâce à des PCF : (a) Génération de supercontinuum ; (b) Annulation du décalage spectral du soliton ; (c) Génération d'impulsion de 5,5 MW de puissance crête [issu des références citées].	42
Figure I-13 : Comparaisons des fibres PBG et IC en termes de : (a) FOM et (b) seuil de dommage.	44
Figure I-14 : Exemples de résultats marquants obtenus avec une fibre Kagomé : (a) déport d'impulsions de 80 μ J et auto-compression ; (b) Compression de l'ordre du cycle optique à 35 μ J; (c) Déport d'impulsions de 600 fs à 1 mJ d'énergie.....	45
Figure I-15 : Représentation des résultats de compressions, grâce à des fibres creuses de type Kagomé, dans l'espace des longueurs d'onde, énergie et puissance moyenne.....	46
Figure II-1 : Représentation schématique des différentes origines physiques d'une polarisation dans un milieu. (a) L'oscillation électronique est souvent excitée par une transition dipolaire (la fréquence de la transition est typiquement >1000 THz pour un diélectrique) ; (b) Oscillation internucléaire est excitée par une transition à deux photons telle que l'effet Raman (la fréquence de la transition est typiquement >10 THz pour un diélectrique) ; (c) Oscillation d'ensemble ou de masse peut être excitée par différents moyens (la fréquence de la transition est typiquement 1MHz- 100GHz pour un diélectrique). Les flèches illustrent une direction de mouvement	52

Figure II-2 : Représentation de l'équation de mouvement et les termes dominants dans la propagation d'une impulsion optique dans un milieu non-linéaire activement Raman et faiblement ionisant.	60
Figure II-3 : Champ possédant un <i>chirp</i> négatif, <i>downchirpé</i> . L'impulsion de 3,4 fs subit un <i>chirp</i> de -4.	64
Figure II-4 : Décalage fréquentiel pour la propagation d'impulsion de 250 fs, dans une fibre remplie d'air (non-linéarité $\gamma = 2,7 \cdot 10^{-8} \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$, $T_R = 60 \text{ fs}$, $GVD = -480 \text{ fs}^2/\text{m}$ et $TOD = 1450 \text{ fs}^3/\text{m}$) pour différents paramètres d'ionisation.	65
Figure II-5 : Champ possédant un <i>chirp</i> positif, <i>upchirpé</i> . Impulsion de 3,4 fs subissant les effets d'un <i>chirp</i> de valeur 4.	66
Figure II-6 : Représentation de l'indice effectif et de la GVD pour (a) une fibre Kagomé de 27,5 μm de cœur ; (b) une fibre silice de 27,5 μm de cœur.	70
Figure II-7 : Facteur d'élargissement temporel durant la propagation d'une impulsion de 250 fs au travers une fibre SMF standard et Kagomé standard.	71
Figure II-8 : Effets de la GVD et de la TOD sans effet non-linéaire dans le domaine temporel et spectral.	73
Figure II-9 : Effets non-linéaires de type exclusivement Kerr (SPM) sur l'évolution temporelle (colonne gauche) et spectrale (colonne droite) sur impulsion d'énergie de 100 μJ le long d'une fibre creuse de 1 m de long, en absence de dispersion (a), en présence d'une GVD positive, $\beta_2 = +480 \text{ fs}^2/\text{m}$ (b) et en présence de GVD négative, $\beta_2 = -480 \text{ fs}^2/\text{m}$ (c).	76
Figure II-10 : Effets de la SPM et de la TOD dans le domaine temporel et spectral.	77
Figure II-11(a) Effets de la SPM et du Raman dans le domaine temporel et spectral ; (b) effet de l'ionisation dans le domaine temporel et spectral.	78
Figure II-12 : Les paramètres des lasers USP les plus courants déclinés dans l'espace d'énergie de l'impulsion, de durée, de longueur d'onde et de puissance moyenne.	79
Figure III-1 : (a) Représentation des différentes structures modales de cœur et de gaine dans les différentes structures de fibres optiques ; (b) Représentation de modes de gaine typiques pour le cas d'une maille Kagomé et tubulaire et du mode fondamental du cœur HE_{11} et celle du produit scalaire résultant entre ces modes tendant vers zéro.	84
Figure III-2 : (a) Fibre avec une structure classique; fibre avec un contour hypocycloïdal à maille (b) Kagomé et (c) tubulaire.	86
Figure III-3 : Etudes numériques de l'influence du paramètre b pour le cas d'une maille Kagomé sur (a) le nombre azimutal et la longueur du contour de cœur ; (b) les pertes par confinement ; (c) le facteur de recouvrement du champ guidé avec modes présents dans les ponts de silice et (d) sur la discrimination des pertes du mode fondamental et du premier mode d'ordre supérieur.	87
Figure III-4 : Illustration schématique de la méthode de fabrication <i>stack and draw</i>	88
Figure III-5 : Pertes linéiques en fonction de l'épaisseur des ponts de silice entourant le cœur d'air.	89
Figure III-6 : Panorama de différentes structures de fibres réalisées. De haut en bas : Kagomé 7cell / 19cell / Tubulaire 9T / TOG (Tube On Gap).	91

Figure III-7 : Profils de dispersion pour (a) différentes épaisseurs de ponts de silice, pour rayon de cœur fixé à 28 μm ; (b) Différents rayons de cœur pour cette fois-ci une épaisseur des ponts fixée à 680 nm ; (c) Evolution de la longueur non-linéaire, normalisée à la puissance crête, en fonction du rayon du cœur d'air de la fibre.	92
Figure III-8 : Photo (a) du module PowerLink proposé par la société GLOphotonics ; (b) PMC remplie de gaz et scellée par des embouts spécifiques.	93
Figure III-9 : Evolution de la GVD pour 1 et 15 bar d'argon, dans des fibres de rayon de cœur 15, 25 et 50 μm . L'épaisseur des ponts de silice est fixée à 680 nm.	94
Figure III-10 : Evolution des longueurs non-linéaires avec (a) l'ajout de 1 et 5 bar d'argon, pour des fibres de rayon 10, 20 et 50 μm de cœur, (b) l'augmentation de la pression de différents gaz (fibre de 25 μm , à 1030 nm).	95
Figure III-11 : Illustrations schématiques des principaux dispositifs expérimentaux utilisés pour les caractérisations linéaires des fibres creuses : (a) Pertes / transmissions ; (b) PER ; (c) M^2 ; (d) Imagerie modale et (e) S^2	97
Figure III-12 : (a) Coupe transverse de la fibre #1 ; (b) Pertes et GVD sur la bande de transmission centrée à 1 μm ; (c) Résultats de mesure de S^2 sur 5 m de fibre ; (d) Caustique de la mesure de M^2	98
Figure III-13 : (a) Coupe transverse de la fibre #2 ; (b) Pertes et GVD sur la bande de transmission centrée à 1 μm ; (c) Résultats de mesure de S^2 sur 5 m de fibre ; (d) Mesure de PER pour différentes longueurs de fibre et modes en champ proche associés à chaque port de l'optique polarisante.	100
Figure III-14 : Représentations (a) des pertes ; (b) GVD (rouge) et TOD (bleu) pour les différentes fibres creuses Kagomé 7cell utilisées.	101
Figure III-15 : (a) Coupe transverse de la fibre #5 ; (b) Pertes linéiques mesurées par une source supercontinuum (ligne pleine) et à des longueurs d'ondes fixes (marqueurs) ; (c) Résultats de mesure de S^2 sur 5 m de fibre; (d) Champs proche et lointain à 343 nm.	102
Figure IV-1 : (a) Energie en sortie des fibres creuses à IC en fonction de l'énergie à l'entrée. Durée d'impulsion en sortie de fibre en fonction de l'énergie, (b) 19cell; (c) 7cell [72].	104
Figure IV-2 : Spectres expérimentaux de la fibre (a) 19cell, 3m remplie d'air ; (b) 7cell, 10 m remplie d'hélium (issue de [72]).	105
Figure IV-3 : Banc expérimental double voie (300 ps ou 600 fs de durée impulsionnelle) à 1030 nm.	108
Figure IV-4 : Pertes et GVD de (a) la fibre #3 et (b) la fibre #4.	109
Figure IV-5 : (a) Evolution du spectre pour 3 m de fibre #3 remplie d'air. Figure supérieure : spectre pour 1,36 mJ. Figure de droite : transmission en fonction de l'énergie. (b) Réponse rotationnelle de la ligne AS2.	110
Figure IV-6 : (a) Evolution expérimentale du spectre pour 3,8 m de fibre #4. Figure supérieure : spectre en sortie de fibre pour 840 μJ . Figure de droite : transmission en fonction de l'énergie d'entrée. (b) Faisceau dispersé par un réseau en sortie de fibre.	111
Figure IV-7 : (a) Evolution simulée du spectre pour 20 cm de fibre#4. Figure supérieure : spectre en sortie de fibre pour 840 μJ . (b) Spectre à 100, 200 et 400 μJ . Figure inférieure :	

accord de phase avec les fréquences f_1 et f_2 (Idler/Signal). (c) Profil temporel simulé pour 20 et 500 μJ .	112
Figure IV-8 : (a) Accord de phase en fonction du nombre radial n .	113
Figure V-1 : (a) Pertes et GVD de la fibre utilisée (marqueur mauve : ZDW, marqueur vert : GVD à 1030 nm). (b) Schéma du montage optique expérimental intégrant la fibre.	117
Figure V-2 : Evolution expérimentale des traces temporelles et spectrales pour (a) 2 m ; (b) 45 cm et (c) 20 cm de fibre.	118
Figure V-3 : (a) Durées mesurées et simulées en fonction de l'énergie d'entrée pour les longueurs de 2 m, 45 cm et 20 cm ; exemple de traces d'autocorrélation aux points d'inflexion. (b) Evolution de l'énergie transmise en sortie de fibre.	119
Figure V-4 : Etude numérique spectrale et temporelle pour les énergies de 90 μJ et 400 μJ en entrée.	120
Figure V-5 : Loi d'échelle entre la longueur de la fibre et l'énergie nécessaire pour une compression optimale. Insert : trace d'autocorrélateur avec un fit en sécante hyperbolique ($\tau = 40 fs$) pour 2 m de fibre à 80 μJ .	121
Figure V-6 : (a) Loi d'échelle pour les fibres #1 et #2; (b) Trace temporelle pour 2 m de fibre #1 à 256 μJ et son interpolation en fit-sech ² ($\tau = 19,5 fs$); (c) Evolution de l'impulsion comprimée sur une période de 5 heures.	122
Figure V-7 (a) Evolution spectrale pour différentes énergies d'impulsion d'entrée. (b) Comparaison de l'évolution du taux de transmission de la fibre #1 avec la fibre #2 en fonction de l'énergie de l'impulsion d'entrée pour la fibre.	122
Figure V-8 : Evolution temporelle (FROG) et spectrale (OSA) de l'impulsion en fonction de l'énergie d'entrée, 3,3 m de fibre.	123
Figure V-9 : Traces FROG retrouvées pour 4 m de fibre dans deux représentations.	125
Figure VI-1 : Schéma du module de compression FastLas et de ses principaux composants.	128
Figure VI-2 : Champ proche (a) avant ; (b) après un mauvais processus d'assemblage.	129
Figure VI-3 : Spectre enregistré à 24 jours d'intervalle pour 2 m de fibre remplie avec 5 bar d'argon et 20 μJ d'énergie couplée.	130
Figure VI-4 : (a) Cellule d'entrée réelle ; (b) Cellule simplifiée pour les phases de simulation.	131
Figure VI-5 : (a) Vue en coupe de la vitesse de l'eau dans le circuit de refroidissement ; (b) Températures surfaciques à l'état stationnaire.	132
Figure VI-6 : Après une application d'une dissipation de 20 W pour un temps de 15 s, résultats en terme de (a) températures ; (b) déplacements (l'échelle de représentation est augmentée d'un facteur 200) ; (c) Courbes de l'évolution des températures et déplacements du barreau de silice ; (d) Puissance en fonction du déplacement et champs proches associés.	133
Figure VI-7 : Observation au microscope de la goutte de colle#1 et sa mesure profilométrique (a) avant et (b) après le traitement thermique.	134

Figure VI-8 : Observation au microscope de la goutte de colle#2 et sa mesure profilométrique (a) avant et (b) après le traitement thermique.....	134
Figure VI-9 : Test d'endurance à une puissance moyenne de 100 W sur 8 heures.	135
Figure VI-10 : Figures de diffraction : (a) non-symétrisée et (b) symétrisée.	136
Figure VII-1 : Performance théorique en sortie du module de compression (propagation dans 1,2m de fibre #1 remplie d'argon à 3,5 bar) dans le domaine temporel et spectral pour le cas 2 MHz et 37 W.	139
Figure VII-2 : Schéma du montage optique expérimental intégrant le module de compression FastLas.	140
Figure VII-3 : Evolution spectrale et temporelle mesurée en sortie du compresseur FastLas pour une puissance de 37 W et un taux de répétition de 2 MHz. Les données théoriques sont rajoutées pour comparaison.	141
Figure VII-4 : Evolution expérimentale spectrale avec l'augmentation de la puissance pour la fibre remplie de 35 bar d'argon et : (a) 0,25 bar d'air; (b). 0 bar d'air.	142
Figure VII-5 : (a) Montage optique utilisé ; (b) Images enregistrées de l'impulsion en entrée et sortie du FastLas (unité des axes en pixel); (c) Trace <i>fitée</i> pour 300 mbar d'argon et 10 W.	143
Figure VII-6 : Evolution spectrale (a) et temporelle (b) de l'impulsion pour 1,2 m de fibre et 300 mbar d'argon.	144
Figure VII-7 : Performance théorique en sortie du module de compression (propagation dans 1 m de fibre #2 remplie d'argon à 7 bar) dans le domaine temporel et spectral pour le cas 2 MHz et 100 W.	147
Figure VII-8 : Evolution théorique temporelle et spectrale après post-compression par une optique de GDD -3400 fs ²	147
Figure VII-9 : Schéma du montage optique expérimental intégrant le module de compression FastLas dans une version interfacée et intégrée.	148
Figure VII-10 : Evolution spectrale et temporelle mesurée en sortie du compresseur FastLas pour une puissance de 100 W et un taux de répétition de 2 MHz. Les données théoriques sont rajoutées pour comparaison.	149
Figure VIII-1 : Performance théorique en sortie du module de compression (propagation dans 0,7 m de fibre #5 remplie d'argon à 15 bars) dans le domaine temporel et spectral pour une impulsion d'entrée de 4,3 µJ et 250 fs.	152
Figure VIII-2 : Evolution théorique temporelle et spectrale après post-compression par une optique de GDD -920 fs ²	153
Figure VIII-3 : (a) Courbe de transmission (courbe noire) et de dispersion à 1 bar d'air et 15 bar d'argon (courbe rouge). (b) Montage optique intégrant la FastLas.....	153
Figure VIII-4 : Evolution expérimentale spectrale et temporelle lors de la montée en énergie pour le module FastLas intégrant 0,7 m de fibre #5 remplie à 15 bar d'argon.....	154
Figure VIII-5 : Comparaison des spectres et traces temporelles, simulés (rouge) et mesurés (noir) pour une énergie de 4,3 µJ.....	154

Figure VIII-6 : Evolution expérimentale spectrale et temporelle lors de la montée en énergie pour le module FastLas intégrant 3,5 m de fibre #5 exposée à l'air ambiant.....	155
Figure VIII-7 : Durée de compression optimale en fonction de la longueur de fibre #5 utilisée pour le cas de l'argon à une pression de 15 bars et de l'air ambiant.....	156
Figure IX-1 Représentation des résultats de compressions, grâce à des fibres creuses de type Kagomé, dans l'espace des longueurs d'onde, énergie et puissance moyenne.....	159
Figure IX-2 : Réseau généré dans une fibre creuse remplie de 300 mbar d'argon pour les conditions d'excitation spécifiques de 10 W, 130 fs , 1030 nm.	160
Figure IX-3 : Intensité totale pour chaque image.	162
Figure IX-4 : Représentation de la gestion des transformées de Fourier.	162
Figure IX-5 : Représentation de différentes sinusoïdes (a) pour des périodes de 0.2 s, 0.08 s et une composition des deux. (b) Représentation des mêmes courbes dans l'espace de Fourier.....	163
Figure IX-6 : Somme des transformées de Fourier pour les valeurs positives de délai.	164
Figure IX-7 : Oscillation de la puissance du laser.	165
Figure IX-8 : Représentation de la distribution de mode.	165
Figure IX-9 : Montage pour la réalisation de PMC-Diode.....	167
Figure : IX-10 Etapes de réalisation de la PMC.	168
Figure IX-11 : Comparaison de la PMC et d'une cellule chauffée pour l'absorption à 633,3 nm.	169

Table des tableaux

Table I-1 : Récapitulatif des propriétés des différents milieux à gain [19] [20] [8].	27
Table I-2 : Synthèse des largeurs de gain et durées minimales atteignables.	32
Table I-3 : Synthèse des résultats obtenus en post-compression.	39
Table II-1 : Liste des processus des 3 ^{èmes} ordres pouvant se produire durant la propagation dans une fibre à cœur creux.	56
Table II-2 : Les équations différentielles ordinaires couplées des moments de l'enveloppe de l'impulsion pour le cas d'une enveloppe gaussienne et sécante hyperbolique.	62
Table III-1 : Indice non-linéaire, seuil d'ionisation, et indice de réfraction de différents gaz à 1 bar et indice effectif d'une fibre de 28 µm de rayon de cœur et 680 nm d'épaisseur de silice remplie de ces gaz.	95
Table III-2 : Synthèse des valeurs de GVD et TOD des fibres 7cell, à 1030 nm et tubulaire à 343 nm.	102
Table IV-1 : Figure issue de [72].	105
Table IV-2 : Propriétés non-linéaires de l'air et de ses composés.	106
Table IV-3 : Longueurs caractéristiques à 800 µJ en fonction de la durée de l'impulsion.	108
Table V-1 : résumé des paramètres de dispersion et de non-linéarité optique des fibre #1 et fibre #2	116
Table V-2 : Récapitulatif des résultats obtenus avec la fibre #1 pour 4 m, 3,3 m et 2 m.	123
Table VII-1 : Cahier des charges de l'étude.	138
Table VII-2 : Paramètres retenus pour une compression optimale.	139
Table VII-3 : Cahier des charges de l'étude.	145
Table VII-4 : Impact de l'augmentation de la pression d'argon (1, 5, 10 bar) au sein d'un mètre de la fibre #2.	146
Table VII-5 : Paramètres retenus pour un élargissement spectral optimal.	146
Table VIII-1 : Paramètres retenus pour une compression UV.	152

Table des équations

Eq. I-1	30
Eq. I-2	33
Eq. I-3	35
Eq. I-4	35
Eq. I-5	35
Eq. I-6	35
Eq. I-7	35
Eq. I-8	36
Eq. I-9	43
Eq. II-1	50
Eq. II-2	52
Eq. II-3	52
Eq. II-4	52
Eq. II-5	52
Eq. II-6	53
Eq. II-7	53
Eq. II-8	53
Eq. II-9	53
Eq. II-10	53
Eq. II-11	54
Eq. II-12	54
Eq. II-13	54
Eq. II-14	54
Eq. II-15	54
Eq. II-16	55
Eq. II-17	55
Eq. II-18	56
Eq. II-19	57
Eq. II-20	57
Eq. II-21	57
Eq. II-22	57
Eq. II-23	58
Eq. II-24	58

Eq. II-25	58
Eq. II-26	59
Eq. II-27	59
Eq. II-28	59
Eq. II-29	59
Eq. II-30	60
Eq. II-31	60
Eq. II-32	60
Eq. II-33	61
Eq. II-34	61
Eq. II-35	61
Eq. II-36	61
Eq. II-37	62
Eq. II-38	62
Eq. II-39	62
Eq. II-40	62
Eq. II-41	62
Eq. II-42	62
Eq. II-43	62
Eq. II-44	62
Eq. II-45	62
Eq. II-46	62
Eq. II-47	62
Eq. II-48	63
Eq. II-49	63
Eq. II-50	63
Eq. II-51	63
Eq. II-52	63
Eq. II-53	64
Eq. II-54	64
Eq. II-55	65
Eq. II-56	68
Eq. II-57	69
Eq. II-58	69

Eq. II-59	69
Eq. III-1	85
Eq. III-2	88
Eq. IV-1	106
Eq. IV-2	106
Eq. IV-3	106
Eq. IV-4	107
Eq. IV-5	107
Eq. IV-6	107
Eq. VII-1	139
Eq. IX-1	164

Préface

Nul n'ignore aujourd'hui le sens du mot laser. En moins d'un demi-siècle l'objet a trouvé sa place dans le quotidien de nos contemporains tout en devenant un outil essentiel dans les domaines scientifique et industriel. Cet acronyme fait historiquement référence au phénomène physique LASER (pour *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, traduit par amplification de la lumière par émission stimulée de radiation). Théoriquement étudié par Charles Townes et Arthur Leonard Schawlow dès 1958 (Townes fut colauréat du prix Nobel de 1964), il fallut attendre Maiman en 1960 pour en voir une première démonstration [1]. Le laser a depuis connu des avancées majeures. De nouvelles propriétés lui ont été graduellement conférées ouvrant ainsi un large éventail d'applications diverses, allant du micro-usinage au piégeage d'atomes en passant par la chirurgie ou encore le transfert d'informations.

Les premiers travaux notables datent de la fin des années 60 avec l'étude de laser He:Ne (Hélium : Néon) [2] puis un peu plus tard avec les lasers Ti:saph (pour Titane : Saphir) [3] dans une version continue du faisceau. La recherche d'une forte puissance en sortie d'un laser est bien sûr primordiale mais elle sera limitée d'une part par le milieu amplificateur lui-même et par les dispositifs optiques disponibles d'autre part.

Bien que certaines applications industrielles ne demandent que des faisceaux continus de hautes puissances pour du découpage ou soudage, d'autres domaines réclament des puissances crêtes bien supérieures. Il est donc préférable d'utiliser des lasers impulsionsnels. Nous nous intéresserons à ce type de lasers dans le chapitre I.

Un laser impulsionsnel possède différents paramètres, critères essentiels aux choix des applications pour lesquelles il sera utilisé. Tout d'abord la longueur d'onde qui influera sur l'interaction de la lumière et de la matière, pour l'usinage par laser par exemple, ou bien en dermatologie avec la pénétration variable plus ou moins importante du faisceau dans la peau. Trois autres paramètres clefs se lient au travers de la puissance crête et puissance moyenne, et sont l'énergie E , la durée T ainsi que le taux de répétition τ_{rep} .

La puissance crête informe sur la quantité d'énergie portée pendant la durée de l'émission. La puissance moyenne quant à elle informe sur la rapidité à laquelle les impulsions se succèdent, toutes deux exprimées en watts. Des limites technologiques empêchent actuellement d'allier forte puissance crête et forte puissance moyenne. Ce constat constitue le point de départ de la présente thèse et ses travaux tâcheront d'apporter une solution à cet obstacle en transformant les impulsions en aval du laser. Pour ce faire nous nous inspirerons des travaux antérieurs réalisés sur les fibres à cœur creux, lesquelles offrent des performances uniques en termes d'interaction laser-matière durant la propagation de l'impulsion en son sein.

Le chapitre II propose un retour sur les équations de propagations et l'identification des différents phénomènes physiques qui auront lieu au sein de la fibre. Nous tâcherons d'identifier

les conséquences de chacun d'eux et bien évidemment leurs sources afin d'être capable de les contrôler au mieux.

Un descriptif des fibres à cœur creux sera présenté au cours du chapitre III. Les propriétés de ces fibres seront également exposées et nous nous attarderons enfin sur les effets non-linéaires et dispersifs ainsi que sur l'impact de l'ajout de gaz sur ces deux phénomènes.

Les chapitres IV et V décriront des montages expérimentaux de génération d'effets non-linéaires et de compression temporelle via la propagation de l'impulsion dans une fibre à cœur creux. La possibilité de faire varier la longueur de la fibre et l'énergie du laser nous permettra de mettre en évidence une dynamique d'auto-compression.

Cette thèse s'inscrivant dans un cadre CIFRE, un transfert vers le monde industriel de cet outil qu'est la fibre à cœur creux a été fait au travers d'un module versatile présenté dans le chapitre VI. Il sera suivi par les chapitres VII et VIII qui en détailleront les différentes dynamiques de compressions atteignables et appliquées à l'industrie ainsi qu'à un développement interne.

GLOptonics- L'entreprise avec laquelle cette thèse CIFRE s'est déroulée se nomme GLOptonics. Il s'agit d'une société émanant des activités de recherche initiées par F. Benabid au sein de l'université de Bath en Angleterre puis du laboratoire de recherche Xlim en France. Le transfert technologique, qui a eu lieu il y a près d'une dizaine d'années maintenant, a porté sur la conception et distribution de fibres optiques à cœur creux. Les avancées internes à l'entreprise ont permis de développer des modules se basant sur cette technologie de fibre à cœur creux, notamment pour le déport d'impulsions de hautes énergies (centaines de microjoules) dans des régimes femtosecondes. Le piégeage de gaz au sein de ces fibres est également une fonctionnalisation particulière de ces fibres que propose la société. En plus du développement de nouvelles fibres optiques permettant le guidage de l'ultra-violet au proche infra-rouge, des modules de déport ou de conversion de fréquence sont apparus. Se composant d'une quinzaine d'employé, c'est dans ce cadre-là que débute cette thèse CIFRE. La thématique va porter sur la compression d'impulsion dans les fibres proposées par la compagnie et co-développées avec l'équipe GPPMM (*Gas-Phase Photonic and Microwave Materials*) du laboratoire Xlim.

Chapitre I :

Compression d'impulsions optiques ultra-courtes

Ce premier chapitre dresse un panorama des lasers impulsionnels, de leurs performances ainsi que de leurs limites. Nous y décrivons aussi les méthodes susceptibles de permettre le franchissement de ces limites et d'accroître encore les puissances crêtes par l'augmentation de l'énergie.

D'autre part, les lasers aux durées toujours plus courtes deviennent des éléments clés d'applications sans cesse plus nombreuses. Aussi détaillerons-nous les méthodes actuelles de compression qui tentent de relever ces nouveaux défis. Nous reviendrons notamment sur l'impact de l'avènement de la fibre à cristal photonique sur l'optique non-linéaire en général et sur la compression d'impulsions ultra-courtes en particulier.

Nous concluons enfin par un exposé des possibilités offertes par la fibre photonique à cœur creux pour la compression des impulsions optiques ultra-courtes et ultra-énergétiques.



I.1. Introduction

Aujourd'hui le paysage scientifique et technologique des lasers est riche, complexe et en perpétuelle évolution, offrant ainsi une large variété de systèmes. Les applications permises par cette importante diversité n'en sont que multiples [4]–[8].

Si un laser peut être défini par des propriétés aussi variées que son encombrement physique ou sa consommation électrique, il possède des caractères constants que sont (1) une longueur d'onde d'émission, (2) une largeur spectrale, (3) une puissance optique et (4) un régime temporel. Ce dernier peut aussi bien être un régime continu, où le faisceau du laser est un flux continu de photons, qu'un régime impulsionnel, où le faisceau est composé d'une rafale périodique d'impulsions de durée pouvant aller de la microseconde jusqu'à l'attoseconde dans des conditions spécifiques [9]. Les lasers impulsionnels sont nés pour surpasser la limite en puissance optique des lasers continus, et ont évolué jusqu'à devenir les lasers d'excellence dans plusieurs domaines. Chaque régime de ces lasers impulsionnels suit des principes physiques et technologiques qui lui sont propres et qui trouvent des applications spécifiques.

L'intérêt pour les lasers impulsionnels est multiple et grandissant en particulier pour ceux communément appelés lasers ultra-courts ou laser USP, pour l'anglais « *Ultra-Short Pulse* ». La réduction de la durée des impulsions n'a cessé d'évoluer, et les applications qui en découlent s'en sont fortement enrichies. Les lasers SP (*Short Pulse* : 100 fs à 1 ps) et USP possèdent des puissances crêtes extrêmement élevées et peuvent donc exciter toutes sortes de processus non-linéaires. La science fondamentale s'y intéresse fortement pour les applications de spectroscopie qu'offrent de tels faisceaux. L'observation de l'orbite d'un électron lié autour de son noyau serait ainsi rendue possible. Le développement de telles sources optiques reste un sujet de recherche de pointe. D'autres applications telles que la Femtochimie (*Femtochemistry*) [10] ont permis d'observer l'évolution des atomes lors de réactions chimiques. Enfin, les lasers USP, dont la durée d'impulsion se trouve entre 1 ps et 100 fs, s'industrialisent depuis les dernières décennies, et sont en train de prendre une place majeure dans les secteurs de micro-usinage ou d'ophtalmologie [7], [11], [12]. Cette adoption industrielle des lasers USP a été permise et par l'augmentation de leur puissance crête, la réduction de leur encombrement physique et par leur empreinte d'exploitation. Bien plus, les lasers USP font partie des acteurs majeurs de l'évolution de domaines comme la nanoélectronique, l'impression additive, la biophotonique ou l'atto-science [13]–[15]. Le large paysage d'applications n'est autre que le résultat de plus de 60 années de recherches scientifiques et de progrès technologiques qui ont été salués par de nombreux prix Nobel depuis 1964, dont, tout récemment, celui de 2018 attribué à la canadienne Donna Strickland et au français Gérard Mourou pour l'invention d'un nouveau procédé d'amplification des lasers USP (voir la section suivante).

Afin de mettre en évidence cette évolution, revenons sur quelques notions fondamentales qui sont autant de jalons de la physique des lasers.

Le laser est composé de trois éléments essentiels : une cavité résonante, un milieu à gain (amplificateur) et une source de pompage, présentés en Figure I-1 (a). Le milieu à gain est placé dans la cavité, entre deux miroirs dans le cas d'une cavité Fabry-Pérot. Lorsque le milieu à gain est excité, il absorbe l'énergie provenant de la pompe et la transforme en photons (émission spontanée). La cavité résonante permet aux photons émis par le milieu à gain de s'amplifier (émission stimulée) après plusieurs allers-retours. Lorsque le gain surpasse les pertes de la cavité, on obtient l'effet laser. Il existe plusieurs types de lasers classés selon la nature du milieu à gain : les lasers à gaz, les lasers à colorant et les lasers solides (lasers à

semi-conducteurs et les lasers à fibres). Leurs émissions peuvent être en continu ou impulsionnelles et couvrent presque l'intégralité du spectre optique de l'ultraviolet à l'infrarouge lointain, avec des énergies allant du nJ au MJ (dans un contexte de recherche avancée [16]).

De nos jours, les lasers les plus performants en puissance et dotés de durées ultra-courtes reposent sur des architectures à solide pompée par diode avec un milieu à gain qui émet autour de 1 μm . Cette gamme de longueurs d'onde correspond à la bande d'émission des ions terres rares comme le néodyme et l'ytterbium qui sont les plus répandus et les plus utilisés. Les lasers solides sont plus efficaces, plus robustes, plus compacts et permettent d'atteindre d'importantes puissances crêtes [17], [18]. La Figure I-1 (b) met en évidence la bande d'absorption et d'émission pour le cas de l'ytterbium (Yb). La Figure I-1 (c) décrit la structure électronique et les longueurs d'ondes de transmission énergétiques de l'Yb. Ainsi, si l'Yb est pompé à 976 nm, celui-ci émettra aux environs de 1030 nm.

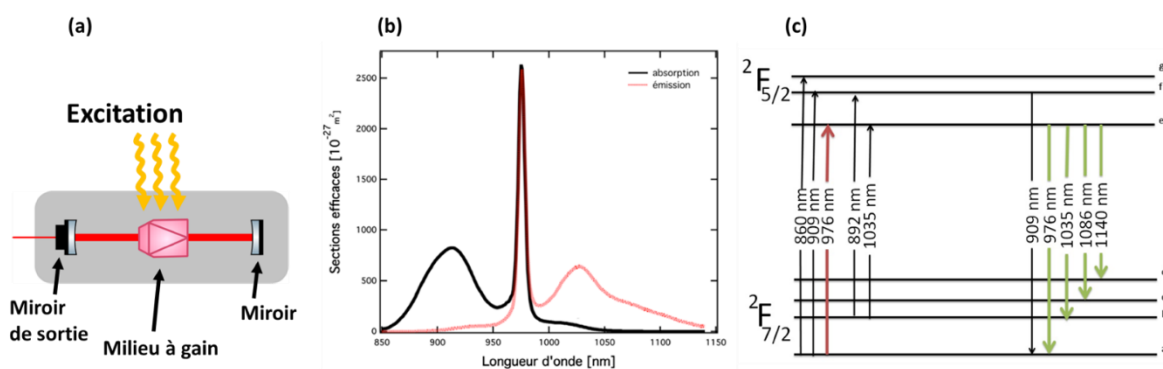


Figure I-1 : (a) Illustration schématique des constituants majeurs d'un laser ; (b) Spectre d'absorption (noir) et d'émission (rouge) de l'ytterbium ; (c) Structure électronique de l'ytterbium.

La définition sommaire citée ci-dessus indique clairement que la conception d'un laser revient à concilier le choix d'un milieu à gain et de l'architecture dans laquelle il se trouvera. Ces deux composants auront un impact sur le profil temporel du système comme nous le détaillerons plus loin.

Milieu à gain- L'ytterbium qui nous a servi d'exemple n'est qu'un des milieux à gain existants, mais nous pouvons succinctement lister les propriétés optiques et thermiques d'autres milieux couramment employés :

Table I-1 : Récapitulatif des propriétés des différents milieux à gain [19] [20] [8].

	Ti:saph	Yb:YAG	Nd:YAG	Er:YAG	Tm:YAG
Pompe (nm)	488 ou 532	940	800	600-800	785
Longueur d'onde d'émission (nm)	800	1030	1064	1550	2020
Largeur de bande d'émission (nm)	≈ 180	≈ 10	< 1		> 100
Section efficace d'émission (10^{-20} cm^2)	41	1,89	28		
Conductivité thermique (W/(m.K))	33	11	10	11,2	11,1

Ces différents milieux ouvrent une large palette de longueurs d'onde d'émission, couvrant ainsi une bande spectrale allant du visible au proche infrarouge. A cela s'ajoute la possibilité de conversion comme le doublage ou la somme de fréquences pour élargir encore la couverture spectrale. Nous pouvons cependant remarquer une différence majeure en ce qui concerne la bande d'émission : elle peut être de quelques nanomètres pour certains, de plusieurs centaines pour d'autres. Cette propriété sera fondamentale en vue de la réalisation d'impulsions, nous le développerons ultérieurement. Finalement ces milieux sont la pierre angulaire de différentes architectures laser qui s'appuient sur leurs propriétés thermiques et mécaniques. Par souci de simplicité et pour ne pas nous éloigner de la thématique de la thèse, nous citerons seulement la conductivité thermique, la dureté, le module de Young, le défaut quantique, etc.

Architecture- Les milieux à gain sont associés à des architectures variées en fonction des contraintes énergétiques, des régimes temporels (impulsionnel/continu) et longueur d'onde d'émission. La Figure I-2 schématise trois exemples d'architecture laser couramment utilisées. Tout d'abord, le laser solide à cristaux massifs pompés par diodes (en anglais : *solid-state bulk lasers* : *Slab*, traduit par « dalle »), nommé ainsi en raison de la forme géométrique presque bidimensionnelle de son milieu à gain. Ensuite celle du laser à disque mince (en anglais : *Thin-Disk laser*). Enfin, la dernière présentée ici porte sur des lasers à fibre ou rod.

En ce qui concerne le laser à fibre/rod et à slab, l'approche consiste à augmenter l'interaction rayonnement-matière par une solution guidée, ou presque guidée. Par ailleurs, la configuration 2D d'un guide d'onde permet un large ratio surface/volume propice à une gestion thermique très efficace. Ce dernier point est géré différemment dans le laser à disque par la confection d'un milieu à gain surfacique qui joue également le rôle de miroir dans la cavité.

Il est à noter que les lasers à fibre/rod émanent des progrès réalisés dans la photonique des fibres, notamment dans la conception de fibres à large aire modale gardant un guidage optique monomodal (voir section I-4 du présent chapitre).

Le milieu à gain des lasers à disque mince comporte communément une matrice de YAG (*yttrium aluminium garnet*) combinée à des terres rares telles que l'Yb. Comme nous l'avons vu précédemment, la longueur d'onde d'émission se situe approximativement à 1030 nm. D'autres matrices peuvent être également utilisées en fonction des propriétés souhaitées (bonne conduction thermique, haute puissance, longueur d'onde d'émission etc.). Nous retrouvons ces mêmes terres rares dans l'architecture fibrée, où celles-ci servent de dopant au verre constituant la fibre. Les fibres utilisées reposent sur des structures à double gaine afin de permettre un pompage efficace du milieu actif. L'erbium et le thulium peuvent eux aussi servir de dopant dont les longueurs d'onde d'émission respectives avoisineront 1550 nm et 1900 nm. Le YAG est également associé à la matrice du néodyme. Ils formeront ensemble le milieu amplificateur des lasers solides à cristaux massifs Nd:YAG qui émettra communément à 1064 nm. Pour cette même architecture, nous pouvons également citer le plus célèbre laser : le Titane-saphir (Ti:saph) offrant une émission à 800 nm.

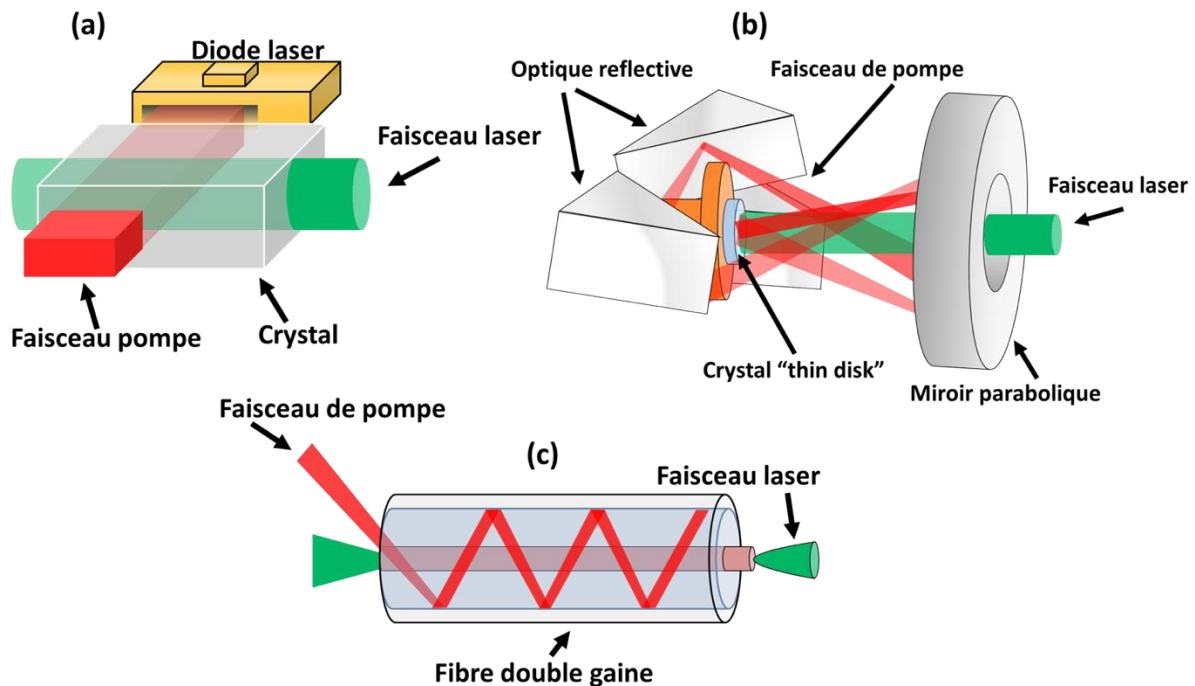


Figure I-2 : Architecture (a) laser solide à cristaux massifs ; (b) laser à disque mince ; (c) laser à fibre/rod.

Régime temporel- Les architectures des lasers présentés plus haut influent directement sur le régime temporel de l'émission. Ainsi selon le système, nous pouvons retrouver des émissions continues ou impulsionnelles qui feront l'objet de la section suivante. Cette catégorie de lasers impulsionnels est elle-même vaste, avec des durées accessibles sur une plage de plus de 12 ordres de grandeurs [21]–[23].

I.2. Laser impulsionnel

Historiquement, les premiers lasers femtosecondes à avoir vu le jour sont des lasers à colorant. Par la suite, les lasers à cristaux massifs tels que le Ti:saph ont été particulièrement étudiés. Des résultats datant de 1999 montrent des impulsions de 300 mW en puissance moyenne pour des durées inférieures à la dizaine de femtosecondes et une puissance crête de 0,5 MW [24]. Plus récemment en 2009, des impulsions de 74 fs ont été produites avec des puissances moyennes et crêtes de 1,1 W et 15 MW respectivement [25]. Il est bon de noter que leur large bande de gain permet des émissions de très courtes durées mais leur pompage reste complexe et nécessite couramment l'utilisation d'un laser Nd:YAG doublé en fréquence. Cependant les lasers à fibre, sont actuellement très attractifs en raison de leur robustesse, de leur faible coût et de leur encombrement réduit. Quelle que soit l'architecture utilisée, le passage du continu à l'impulsionnel reste nécessaire pour certaines applications et s'effectue selon deux modes de fonctionnement. Les lasers impulsionnels sont ainsi classés en deux catégories : les lasers déclenchés (par commutation du gain) et les lasers à verrouillage de modes.

Commutation du gain - Le premier mode de fonctionnement que nous venons d'évoquer se nomme également Q-switching [26]. Ce dernier consiste à diminuer fortement les pertes de la cavité et d'accentuer le gain pendant un court instant afin de générer une impulsion temporelle. Cette technique est réalisée de manière active grâce à l'ajout d'AOM (Acousto-Optic Modulator, pour modulateur acousto-optique) ou EOM (Electro-Optic Modulator, pour modulateur électro-optique) ou de manière passive par l'ajout d'absorbants saturables. Le résultat est la génération d'impulsions de plusieurs centaines de millijoules à des durées de l'ordre de la nanoseconde [27], [28]. La cadence et le type de cristal amplificateur vont conditionner les performances de ce mécanisme.

Verrouillage de modes- La seconde technique repose sur le verrouillage de modes [29], [30], technique plus connue sous le nom de *Mode-Locking*. Elle repose sur la mise en phase des modes contenus dans la cavité et le milieu à gain. Lorsque les modes seront en phase, une impulsion courte, et même ultra-courte, pourra ainsi être produite. Cette méthode peut aussi bien être active que passive.

La technique active consiste à appliquer un signal externe afin de moduler le signal optique interne de la cavité laser. La modulation peut être une modulation de fréquence (FM) ou d'amplitude (AM).

A l'inverse, la technique de verrouillage de mode passif ne nécessite aucune source externe pour mettre en phase les modes de la cavité. Elle utilise les propriétés intrinsèques de la cavité laser. Parmi ces techniques, nous pouvons citer l'utilisation d'un absorbant saturable au sein de la cavité laser [31], [32], l'utilisation d'une lentille Kerr [33], l'utilisation d'un miroir absorbant à semi-conducteur (en anglais, *SEmiconductor Saturable Absorber Mirror* : SESAM) [34], ou l'utilisation de l'évolution non linéaire de la polarisation [35]. La méthode de verrouillage de modes la plus couramment utilisée date des années 90. Nous faisons ici référence au SESAM (*SEmiconductor Saturable Absorber Mirror*) [34]. Ce dispositif optique a permis, de manière passive, une réduction majeure des durées d'impulsions dans des régimes de hautes puissances. Il repose sur le principe de l'absorption d'un semi-conducteur placé sur la face arrière d'un miroir. Ce semi-conducteur absorbe des photons jusqu'à un seuil de saturation qui le rendra ainsi transparent, laissant alors passer le faisceau au travers durant un court instant.

Bien qu'extrêmement performantes, ces techniques possèdent cependant des limites qui proviennent directement du milieu à gain et qui borneront la durée minimale possible. Cette barrière se retrouve via le produit de la durée d'impulsion et la largeur spectrale (*time-bandwidth product*) de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \Delta\nu \cdot \Delta t &= 0,44 \text{ (pour une gaussienne),} \\ \Delta\nu \cdot \Delta t &= 0,31 \text{ (pour une sécante hyperbolique)} \end{aligned} \quad \text{Eq. I-1}$$

$\Delta\nu$ représente la largeur spectrale et Δt la durée de l'impulsion. Ainsi, plus une impulsion sera courte (plus Δt est petit), plus son spectre devra être large. Cette largeur spectrale est présentée sur la Figure I-3 où sont successivement mis en évidence la largeur du milieu à gain (a), les modes présents dans la cavité (b) et finalement le spectre final qui combine les deux (c).

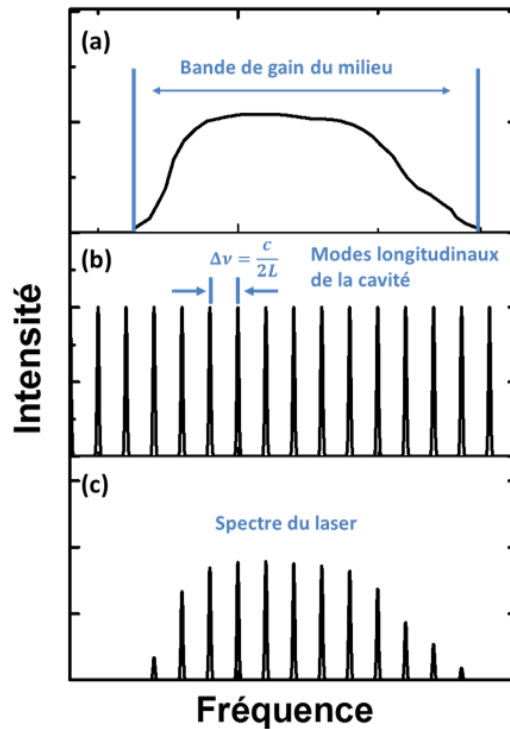


Figure I-3 : (a) Spectre d'émission d'un milieu à gain ; (b) Modes longitudinaux de la cavité ; (c) Modes contenus dans le spectre d'émission.

La durée d'impulsion est donc directement liée au milieu à gain, à l'architecture de la cavité utilisée ainsi qu'à la méthode de génération d'impulsions. Une synthèse est faite avec la Figure I-4, qui sera complétée plus loin dans ce chapitre par l'ajout de l'information relative à l'énergie contenue dans l'impulsion.

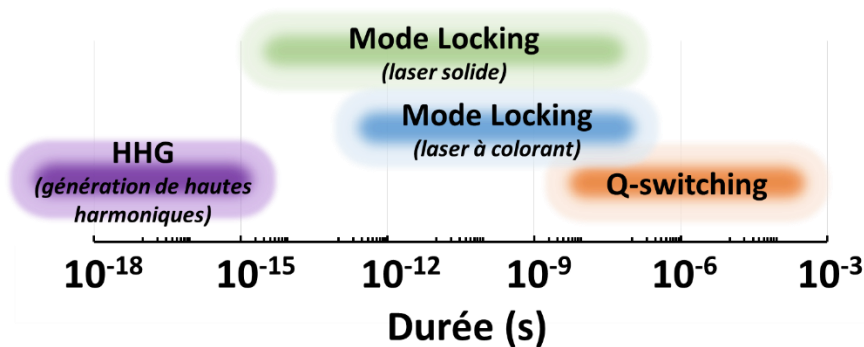


Figure I-4 : Illustration des durées atteignables suivant les méthodes de génération d'impulsions.

Ainsi, les lasers à base d'Yb auront des durées minimales de l'ordre de la centaine de femtosecondes, tandis que les lasers Ti:saph pourront émettre des impulsions inférieures à 10 fs, synthèse faite dans la Table I-2. La largeur spectrale est ici exprimée en nanomètres.

Table I-2 : Synthèse des largeurs de gain et durées minimales atteignables.

	Ti:saph	Yb:YAG	Nd:YAG	Tm:YAG
$\Delta\lambda$ (nm)	180	10	0,6	100
Δt (fs)	≈ 8	>100	< 2000	≈ 15

De plus, l'énergie contenue dans l'impulsion ne peut prendre en outre des valeurs trop importantes au risque d'endommager le milieu à gain. Ainsi, l'énergie et la durée de ces lasers sont entièrement dépendantes du « contenu » du laser lui-même. De ce fait, les lasers Ti:saph bien que très courts temporellement verront leurs énergies limitées à quelques centaines de nanojoules dans les versions standard [36], [37] tandis que les lasers à base d'Yb pourront atteindre plusieurs dizaines de microjoules.

I.3. Technique et principe d'augmentation en énergie et réduction en durée des impulsions

Le laser idéal posséderait des énergies très hautes pour des durées d'impulsions extrêmement courtes. Cependant, nous venons de présenter une panoplie de technologies qui ne le permettent pas. En plus de la limite de la bande d'émission du milieu à gain, l'efficacité des lasers impulsions est aussi bridée par les effets non-linéaires qui peuvent être générés à forte puissance crête. Ces effets risqueraient de détériorer le spectre émis, voire d'endommager le matériau lui-même à cause de l'effet d'auto-focalisation. Afin de dépasser ces limitations, l'accroissement de l'énergie ou la réduction de la durée d'une impulsion passeront par des étapes techniques supplémentaires. L'accroissement de l'énergie ou la réduction de la durée d'une impulsion réclament des étapes supplémentaires afin de nous permettre de dépasser ces limitations.

Dans ce type de processus, le laser sera souvent nommé « oscillateur » et des étages d'amplification ou de compression seront ajoutés à sa suite.

Montée en énergie- Comme nous venons de le voir, les puissances crêtes générées par les lasers décrits précédemment sont limitées. Il a donc fallu introduire de nouveaux concepts afin de dépasser ces limites. L'un des premiers s'est porté sur l'augmentation de l'énergie contenue dans l'impulsion sans détériorer le milieu amplificateur. Des travaux, tel le *Regenerative Amplifier* (traduit par amplificateur régénératif), [38], permettent ainsi à une impulsion d'être réfléchi un nombre choisi de fois au sein d'une cavité contenant un nouveau milieu à gain. Plusieurs passages dans ce milieu peuvent être effectués avant de libérer l'impulsion grâce à un contrôle de la polarisation via une cellule de Pockels. Les énergies peuvent atteindre plusieurs millijoules mais les durées d'impulsions en sont souvent allongées. L'inconvénient majeur est le taux de répétition de ce système qui est seulement de l'ordre de la dizaine de kiloHertz (les énergies les plus hautes sont atteintes pour les taux de répétitions bas). D'autres moyens d'amplification peuvent n'utiliser qu'un seul passage au sein du milieu amplificateur de puissance telle la configuration de type MOPA (en anglais *Master Oscillator Power Amplifier*). Cette technique souffre cependant d'importantes limitations thermiques.

Une autre technique fut proposée en 1985 par Donna Strickland et Gérard Mourou, nommée amplification à dérive de fréquence (en anglais : *Chirp Pulse Amplification* (CPA)) [39]. Les avancées furent à ce point remarquables qu'elles ont radicalement changé le devenir des lasers impulsions et ont été récompensées par le prix Nobel de Physique 2018. Cette méthode d'amplification représentée en Figure I-5 fait appel à différents mécanismes qui, nous le verrons, sont relativement proches des techniques que nous mettrons en œuvre dans les travaux de cette thèse.

La première étape consiste à diminuer l'intensité (puissance crête) de l'impulsion en augmentant sa durée. À cette fin sont utilisées des optiques dispersives, sur la figure des réseaux sont représentés. Ces optiques dispersives reposent sur les différences de vitesse de propagation de la lumière. En effet, les différentes longueurs d'onde ne se propagent pas exactement à la même vitesse et n'empruntent pas le même chemin optique, pour ce qui est des réseaux par exemple. Dans l'air, les longueurs d'onde hautes se propagent plus rapidement que les courtes. Grâce à l'utilisation d'optiques dispersives, il est possible d'accroître ce phénomène et donc de donner au « bleu » un retard encore plus important par rapport au « rouge ». La durée de l'impulsion est ainsi augmentée d'un facteur 1000 à 100 000, et la puissance crête s'en voit elle réduite.

$$P_c = \frac{E}{T} \quad \text{Eq. I-2}$$

P_c est la puissance crête, E est l'énergie et T la durée de l'impulsion. Cela étant fait, il est donc maintenant envisageable de passer à la seconde étape qui consiste à amplifier l'impulsion dans le milieu à gain de plusieurs ordres de grandeur sans risquer d'endommager celui-ci.

Enfin, par un processus inverse de celui de la première étape, le « bleu » et le « rouge » peuvent arriver simultanément : l'impulsion est alors recomprimée. Sa durée ne sera pas exactement la même que la durée initiale due à la compensation de la phase spectrale notamment d'ordre 4. Cependant sa puissance crête a quant à elle été fortement augmentée.

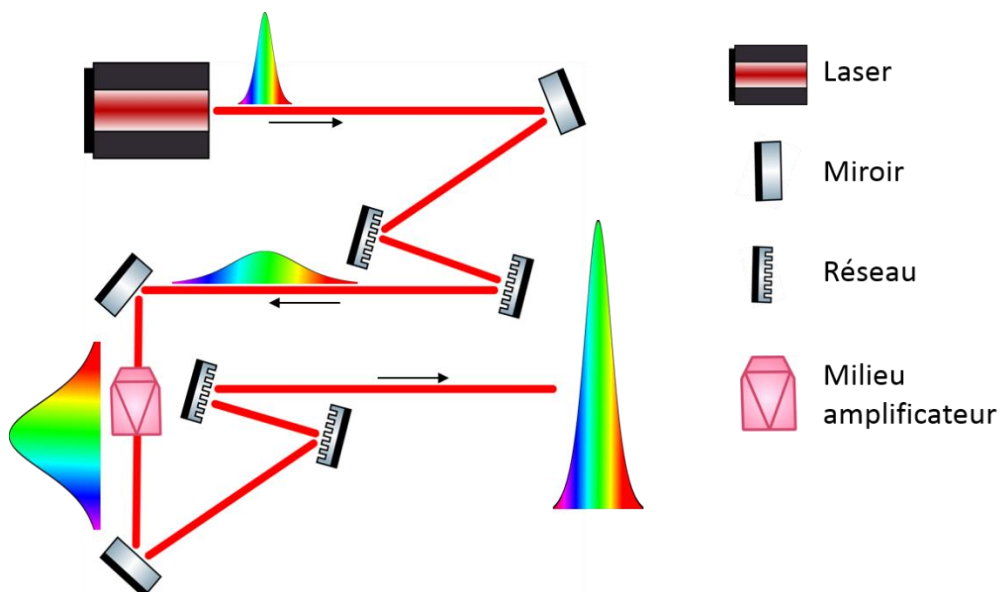


Figure I-5 : Schéma de principe simplifié du CPA.

Par cette technique, il est désormais possible d'obtenir des impulsions de plusieurs centaines de femtosecondes dotées d'énergies de plusieurs dizaines voire de centaines de millijoules, grâce à une post-amplification.

La Figure I-6 présente un panel des lasers industriels actuellement disponibles sur le marché, qui utilisent ou non la méthode de CPA. Même s'il s'agit de notre part d'un choix arbitraire, ces lasers nous semblent suffisamment représentatifs et témoignent clairement de la difficulté rencontrée. En effet, on remarque tout de suite que les lasers de plusieurs centaines de femtosecondes sont bien développés mais que leurs puissances crêtes restent autour de quelques Téravatts. Ce type de lasers nécessite une post-amplification pour passer à des niveaux d'énergie de l'ordre de centaines de microjoules. Il peut s'agir de lasers à base de terres rares ou de néodyme, soit des longueurs d'onde proches de 1 μm et 1,5 μm généralement.

Quelques lasers aux durées plus courtes sont certes disponibles mais vont quant à eux posséder une plus faible énergie, les puissances crêtes perdent plus d'un ordre de grandeur. Il s'agit le plus souvent des lasers Ti:saph.

On peut atteindre des puissances crêtes très hautes et des durées de l'ordre de quelques femtosecondes avec les OPCPA (*Optical Parametric-Chirp Pulse Amplification*), mais surtout avec des chaînes lasers très complexes. Pour n'en nommer que quelques-unes, nous pouvons citer la chaîne Apollon de 150 J pour des durées proches de 15 fs, le BELLA avec des énergies de 40 J pour des durées de 40 fs. D'autres chaînes aux durées plus longues possèdent cependant des puissances crêtes extrêmes : le GEKKO avec 1 PW, le LMJ avec 1,5 PW, le CETAL avec 2PW et l'APOLLON qui possède des intensités de 10 PW.

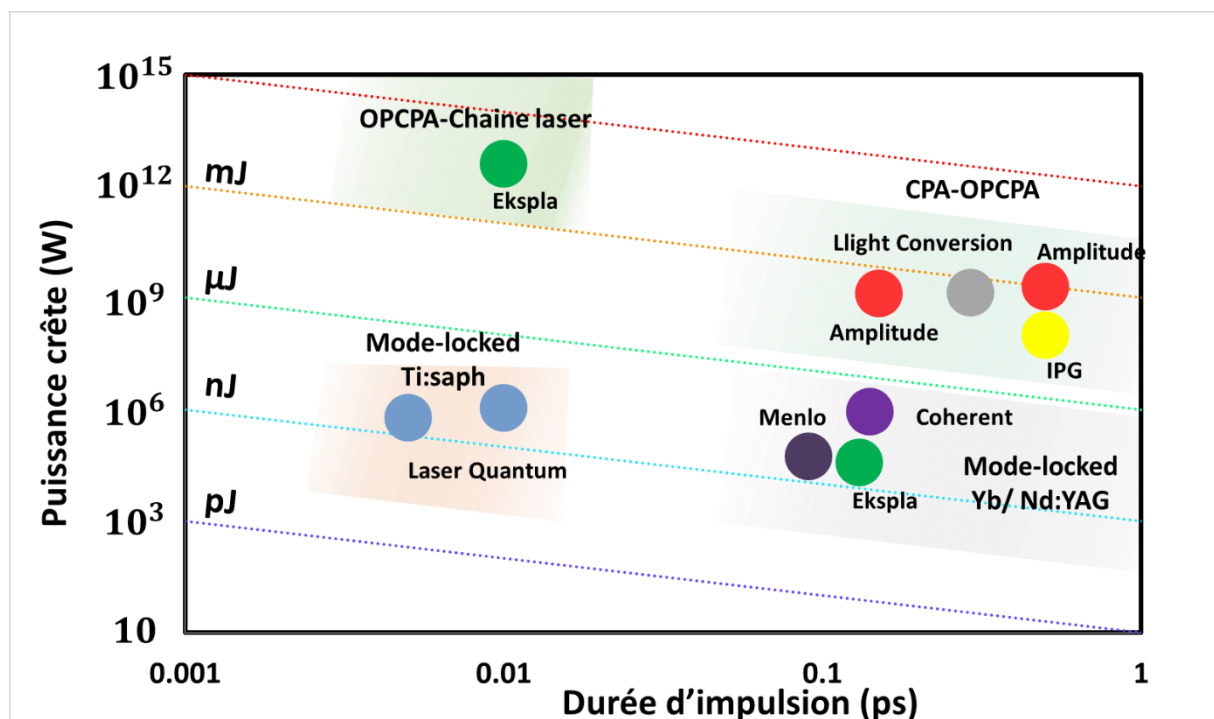


Figure I-6 : Puissance crête et durée d'impulsion de lasers commerciaux représentatifs du marché.

Élargissement spectral- L'énergie n'est pas le seul moyen d'accroître la puissance crête d'une impulsion. Un autre processus repose sur la réduction de la durée temporelle de l'impulsion. Comme nous l'avons vu précédemment, une réduction de la durée nécessite un spectre plus large. L'élargissement spectral des impulsions a donc été une thématique étudiée et reste toujours d'actualité. Bien que pouvant être réalisé via des montages optiques variés, son fonctionnement, reposant sur l'effet Kerr optique, n'en demeure pas moins identique pour tous. Celui-ci est préféré au supercontinuum par exemple, du fait de la nature cohérente des longueurs d'onde qu'il génère.

L'effet Kerr est un phénomène physique survenant lorsqu'un faisceau intense se propage dans un milieu dit non-linéaire. Ce faisceau vient modifier l'indice du milieu par la relation suivante :

$$n=n_0+\Delta n=n_0+n_2I \quad \text{Eq. I-3}$$

où n_0 est l'indice du milieu, n_2 l'indice non-linéaire et I l'intensité du faisceau se propageant. Plus l'intensité sera élevée, plus grandes seront les perturbations. L'effet Kerr induit ensuite différents phénomènes, notamment l'effet d'auto-modulation de phase (SPM pour *Self-Phase Modulation*). Cet effet donne à la phase d'une impulsion une dépendance temporelle par le biais de la composante non-linéaire suivante :

$$\phi_{NL}(t) = \frac{-2\pi n_2 I(t) L_{eff}}{\lambda_0} \quad \text{Eq. I-4}$$

où L_{eff} représente la longueur effective de propagation, c'est-à-dire la longueur totale L du milieu non-linéaire, à laquelle les pertes α de celui-ci s'ajoutent :

$$L_{eff} = \frac{1-e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad \text{Eq. I-5}$$

Il est plus habituel de présenter l'effet de l'auto-modulation de phase grâce à la fréquence instantanée :

$$\omega(t) = \omega_0 - \delta\omega(t) \quad \text{Eq. I-6}$$

avec
$$\delta\omega(t) = \frac{\partial \phi_{NL}}{\partial t} \quad \text{Eq. I-7}$$

qui représente la dérive de fréquence instantanée (*chirp* en anglais). L'auto-modulation de phase a un double effet sur l'impulsion. Tout d'abord elle va induire une dérive de fréquence mais va venir également élargir le spectre. Les détails en seront abordés dans le chapitre suivant. La Figure I-7 présente, dans le domaine temporel (à gauche) et spectral (à droite), les effets de l'auto-modulation de phase lorsqu'une impulsion se propage dans un milieu non-linéaire (avant propagation, en noir ; après propagation, en rouge).

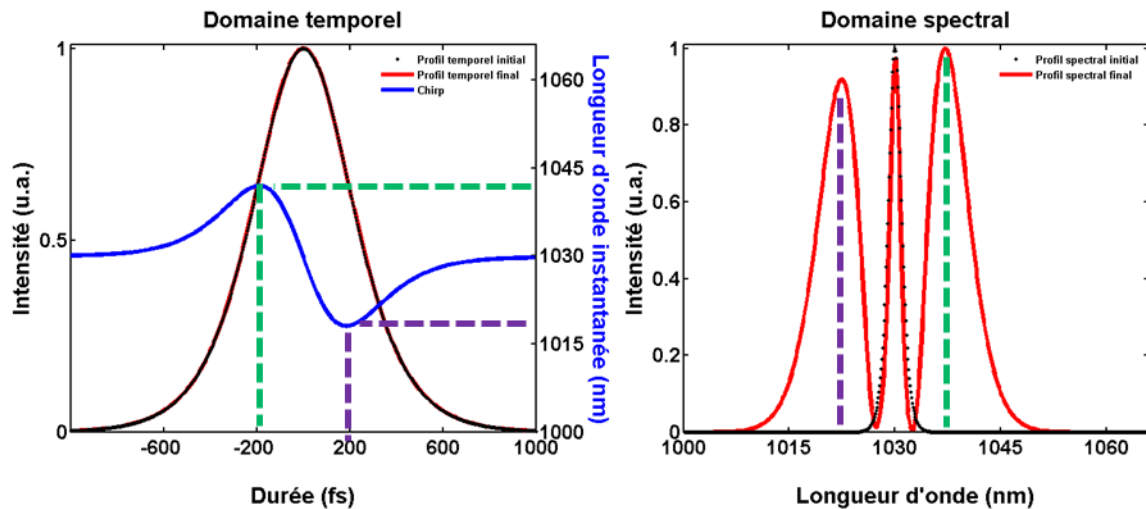


Figure I-7 : Évolution temporelle et spectrale d'une impulsion avant (courbe noire) et après (courbe rouge) sa propagation dans un milieu non-linéaire.

En bleu, figure de gauche, est également représentée la longueur d'onde instantanée (fréquence instantanée mise en unité de longueur d'onde).

$$\delta\lambda = \frac{2\pi c}{\omega_0 - \frac{\partial\Phi_{NL}}{\partial t}} \quad \text{Eq. I-8}$$

Précisons que dans la suite de ce cette thèse, nous représenterons la longueur d'onde instantanée plutôt que le *chirp*.

Il faut souligner que pour une impulsion en limite de Fourier (le *time band-width product* sera à sa limite), ce chirp serait inexistant. La courbe bleue serait totalement plate (signature d'une durée aussi courte que possible). On remarque tout de suite que le profil temporel n'est absolument pas impacté par les effets de SPM (aucun effet dispersif n'est ici présent). Sur le même graphique l'apparition d'un chirp est notable. La longueur d'onde 1040 nm possède ainsi une avance sur celle à 1020 nm, l'une à -200 fs l'autre à +200 fs. Spectralement, un élargissement conséquent se produit. En effet le spectre initial (en noir) passe de 3 nm à plus de 20 nm de large sous l'effet de l'auto-modulation de phase tout en restant centré autour de la longueur d'onde de pompe, ici 1030 nm, et croît de part et d'autre de celle-ci. Les différents mécanismes de compression reposent sur l'utilisation de ces phénomènes.

La Figure I-7, que nous venons de décrire, représente la première du système complet détaillé en Figure I-8 (a). Cette étape consiste donc à élargir le spectre, dans l'exemple pris ici de 3 nm à 20 nm et à générer un *chirp* positif. Nous pouvons donc nous efforcer de compenser au mieux ce chirp et d'ainsi comprimer l'impulsion.

Ce résultat est obtenu grâce à l'étape dite de post-compression. Elle est réalisée par le biais d'optiques dispersives, un miroir dispersif par exemple, représenté en Figure I-8 (b). À l'aide de ce miroir recouvert de plusieurs revêtements, les longueurs d'onde les plus en avance pénétreront plus en profondeur tandis que les plus lentes seront réfléchies en surface et rattraperont ainsi leur retard.

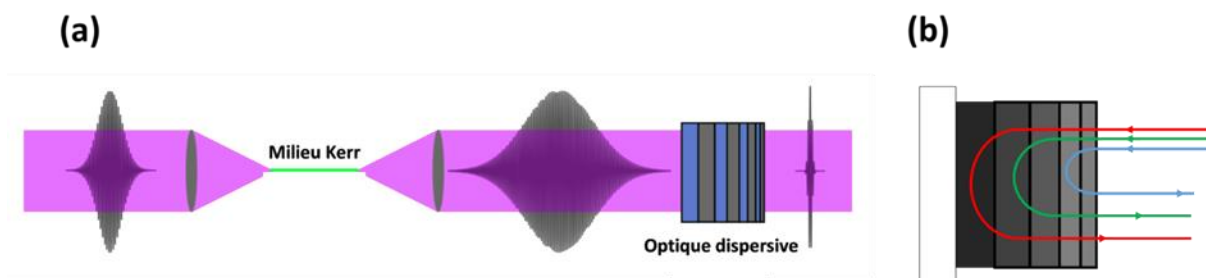


Figure I-8 : (a) Représentation du système de compression d'impulsion via l'effet Kerr ; (b) Schéma de fonctionnement d'un miroir chirpé.

La Figure I-9 représente cette même impulsion après sa réflexion sur un miroir dispersif. Les effets des optiques dispersives n'influent pas sur le spectre comme il est visible dans le domaine spectral. C'est dans le domaine temporel que tout se passe.

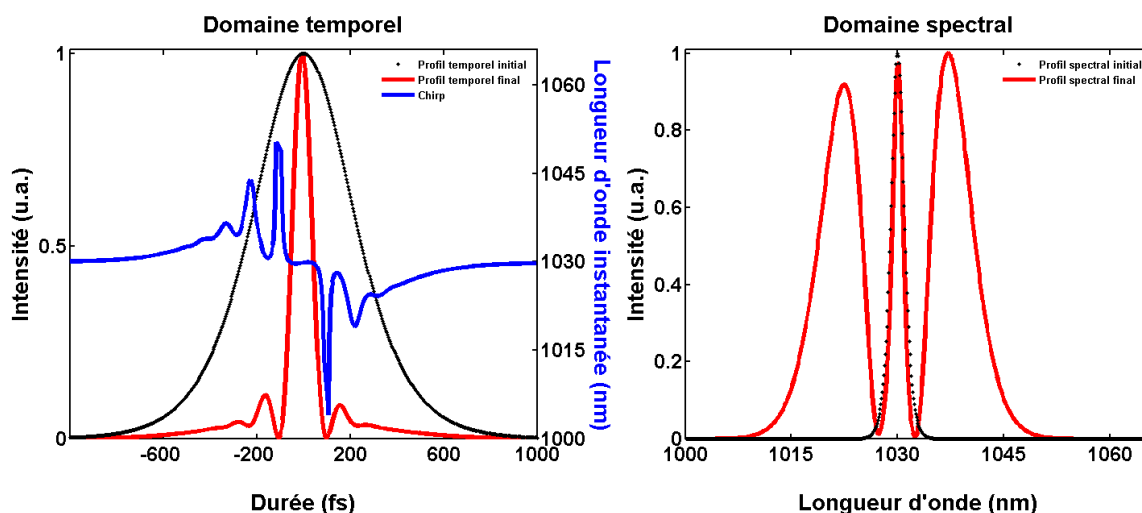


Figure I-9 : Évolution temporelle et spectrale d'une impulsion post-comprimée.

Premièrement, nous pouvons remarquer que le *chirp* est redevenu aplati au centre de l'impulsion, ce qui signifie que la compensation permet d'arriver à la limite du *time-bandwidth product* ; aucune phase n'apparaît dans l'impulsion. L'effet le plus important concerne la durée de l'impulsion. On constate clairement que la durée est fortement réduite, passant, comme le montre cet exemple de 500 fs à 90 fs, soit un facteur de compression de 5,5.

Nous venons de décrire théoriquement le processus de l'élargissement spectral et de post-compression. Nous allons maintenant nous intéresser aux réalisations expérimentales d'un tel mécanisme.

Etat de l'art de la post-compression- Historiquement, l'élargissement du spectre par SPM a été abordé au travers de fibres optiques à cœur solide [40]. La fibre étant une technologie éprouvée, l'utilisation de la silice comme milieu non-linéaire a permis rapidement d'atteindre des durées sub-10 fs [41]. Cependant les avancées technologiques qui rendent les impulsions laser de plus en plus puissantes (fortes en énergie et courtes en durée) freinent

l'utilisation des fibres solides comme milieu non-linéaire. En effet, celles-ci ne peuvent pas supporter plus de 4 MW de puissance crête, soit 1,2 μJ pour 300 fs de durée par exemple ; faute de quoi le seuil de détérioration sera atteint. De nouveaux milieux pour générer de la SPM ont donc été nécessaires.

Les premières solutions visant à dépasser cette limite datent de 1988. Elles reposent sur l'utilisation de cristaux massifs (*bulk material*) [42] tel le quartz. L'utilisation d'une telle technique a permis très rapidement la génération d'impulsions sub-10 fs à des énergies de l'ordre de la centaine de microjoules [43]. Cette technique n'est pas obsolète, bien qu'elle présente de nouvelles limites. En effet, l'intensité du faisceau étant bien plus importante en son centre, les effets non-linéaires sont donc radialement dépendants. L'élargissement spectral en devient inhomogène demandant ainsi à être retranché par des iris dégradant de ce fait les qualités des faisceaux. De plus, cette technique demande un ajustement très précis de la position du matériau vis-à-vis du plan de focalisation du faisceau incident, de l'ordre de quelques dizaines de micromètres.

Le passage d'un état solide à un état gazeux comme milieu non-linéaire vient révolutionner ce domaine. En effet, c'est à la fin des années 90 que l'utilisation de capillaires de silice remplis de gaz allonge la liste des possibilités [44]. Leur mécanisme de guidage est connu depuis plusieurs années [45] et, bien que leurs pertes soient relativement élevées (de l'ordre de plusieurs milliers de dB/km), ils sont néanmoins capables de guider plusieurs dizaines de millijoules. De plus, le faisceau se propageant dans un milieu gazeux, les intensités seuils seront celles de l'ionisation du gaz, bien supérieures aux limites des matériaux solides. Ajoutons à cela la possibilité de choisir le gaz contenu et d'avoir de ce fait un contrôle sur les effets non-linéaires. Ce point sera développé dans le chapitre III.

Intéressons-nous à présent à une technique proposée en 2016, [46]. Elle est connue sous le nom de MPC (*Multi-Pass Cell*, traduit cellule à passage-multiple) et repose sur l'utilisation d'une cellule d'Herriott [47], fonctionnant comme une cavité Fabry-Pérot. Un matériau non-linéaire solide se trouve dans cette cavité où le faisceau fera plusieurs allers-retours. À chaque passage l'interaction avec le matériau entraînera des effets non-linéaires jusqu'à la sortie du faisceau ainsi élargie spectralement. Une nouvelle fois, nous nous heurtons à des limites : effets thermiques notamment, déformant la cavité et dégradant de ce fait les qualités de faisceaux.

Un autre type de MPC a fait l'objet d'études [48]. Il s'agit à nouveau de remplacer le milieu solide par un milieu gazeux. L'utilisation de ce type de cellules remplies de gaz a permis des élargissements spectraux efficaces suivis de post-compression, [49]–[52]. De plus la gamme d'énergie des faisceaux incidents est large, pouvant aller de la centaine de microjoules à plusieurs millijoules. L'utilisation de gaz comme milieu non-linéaire apparaît donc comme un avantage, du fait de la possibilité de son choix, mais également en raison d'une augmentation du seuil de dommage directement lié à l'ionisation. En guise de synthèse, les meilleurs résultats de ces différentes approches sont reproduits sur la Figure I-10 et la Table I-3. On retrouve une grande activité autour des lasers de 200 fs à 500 fs, laser à base d'Yb, avec des facteurs de compression compris entre 5 et 20 pour la majorité.

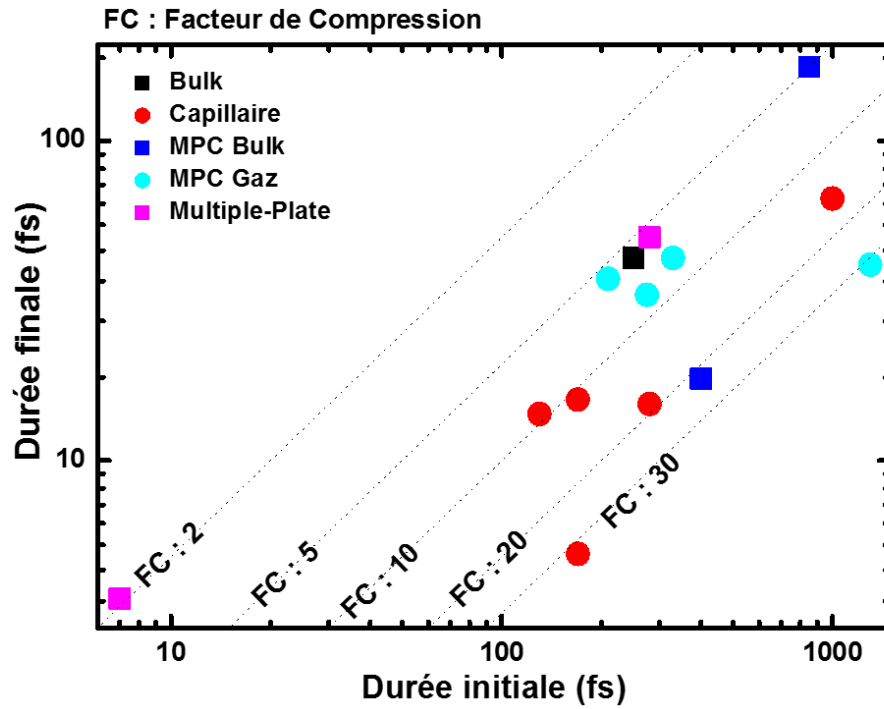


Figure I-10 : Paysage illustrant les différentes techniques de compression.

Table I-3 : Synthèse des résultats obtenus en post-compression.

	Technique	λ (nm)	E_{ini} (μ J)	E_{fin} (μ J)	T_{ini} (fs)	T_{fin} (fs)
[53]	Multiple-plate	800	190	100	7	3,7
[54]		1025	400	80	280	50
[51]	MPC-Gaz	1030	275	33	160	135
[50]		1030	2000	1860	210	37
[49]		18000	1300	41		
[52]		1030	223	190	330	43
[55]	MPC-Bulk	1030	3,5	2,1	220	18
[46]		1030	45	40,5	850	170
[56]	Capillaire	1030	400	200	280	15
[57]		1030	200	120	170	15,5
[58]		1030	300	186	1000	66
[59]		1030	1000	700	170	5
[60]		1030	225	120	130	14

De plus, la richesse de l'interaction laser-gaz permet l'accès à des phénomènes tels que la génération d'impulsion dans l'UV (Ultra-Violet). Cette dynamique se produit par le biais de la génération solitonique au sein du guide d'onde et a fait l'objet d'études notamment dans des capillaires remplis d'hélium, [61], permettant une forte interaction laser-matière par l'accès à des hautes énergies d'impulsion. Cette dynamique se retrouvera également au sein des fibres à cristaux photoniques et plus particulièrement dans les fibres à cœur creux, comme nous le verrons au chapitre IV.

Bien que cette technique de post-compression soit très efficace, elle se heurte néanmoins à plusieurs obstacles. Tout d'abord il est nécessaire d'avoir à disposition des optiques permettant de travailler sur de larges bandes spectrales. En effet, la plupart des miroirs dispersifs ne possèdent que des bandes de transmission de l'ordre d'une centaine de nanomètres. De plus leur qualité dispersive n'est pas parfaitement constante sur toute la plage. La dispersion des miroirs [62] s'appelle dispersion de retard de groupe (GDD, pour *group delay dispersion*) et pourra se sommer grâce à plusieurs optiques ou plusieurs passages sur une même optique. Les GDD des miroirs chirpés disponibles actuellement sont de l'ordre de -50 fs^2 à -200 fs^2 . D'autres optiques telles que les GTI [63] (*Gires Tournois Interferometer*) permettent d'atteindre des GDD de -200 fs^2 à -3000 fs^2 sur des plages de longueurs d'onde plus grandes.

Nous pouvons aussi citer les compressions à base de réseaux [64] qui permettent d'atteindre de très grandes valeurs de dispersion mais dont les pertes sont relativement fortes, de l'ordre de 30%. Les prismes [65] peuvent également jouer ce rôle avec des pertes réduites à quelques pourcents. Cependant les valeurs de GDD atteintes sont tellement importantes, supérieures à $-80\,000 \text{ fs}^2$, que leur utilisation dans le cadre de post-compression de laser USP est quasiment impossible. A ces limites s'ajoute la dimension de longueur d'onde qui pourra être problématique dans le choix d'optiques dispersives pour des longueurs d'onde exotiques telles que l'UV que nous avons mentionnée.

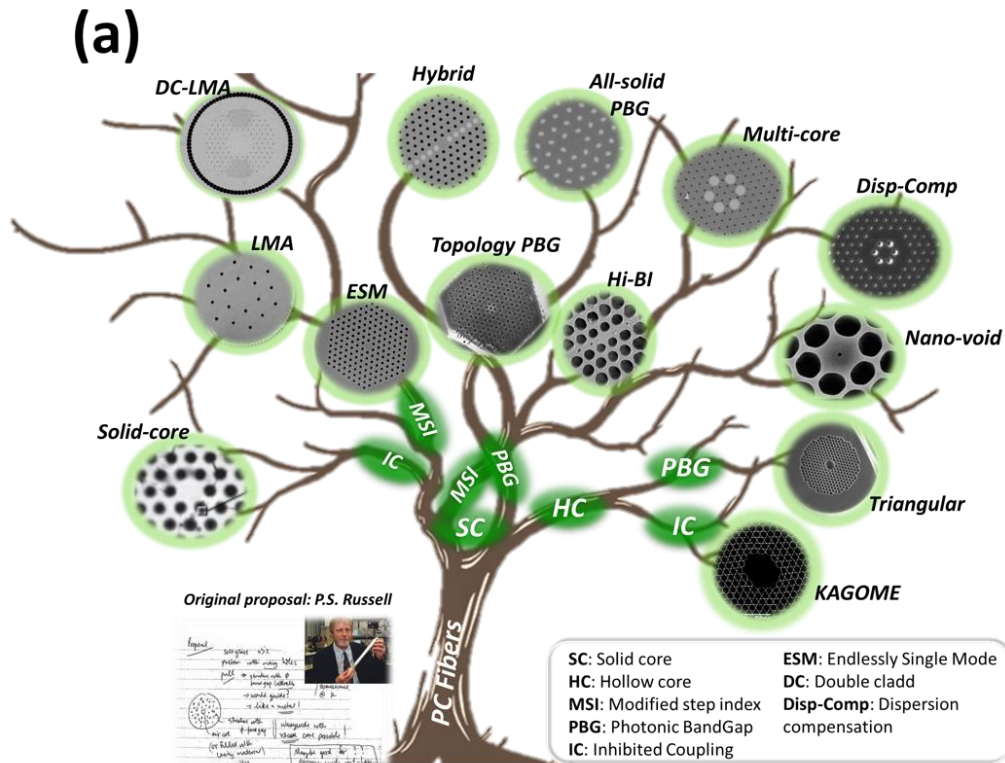
Finalement, tous ces processus de post-compression sont réalisés en espace libre. Ils sont donc sensibles à l'environnement extérieur (vibration, poussière, élévation de température etc.). Réaliser des opérations de compression par le biais de guides d'onde est donc un avantage au regard des problématiques soulevées précédemment.

I.4. Photonique fibrée et optique non-linéaire

En parallèle au développement des lasers, d'autres avancées ont eu lieu. Nous faisons référence ici aux guides d'onde fibrés qui passent de la forme de simple barreau de silice à des structures bien plus complexes. C'est l'apparition des fibres dites micro-structurées (PCF, *Photonic Crystal Fibre*) en 1996 [66] qui va venir révolutionner la manière de guider la lumière. Depuis leur apparition, ces fibres n'ont cessé d'évoluer donnant naissance à un riche éventail de guides d'onde, présentée en Figure I-11 (a). On peut notamment pointer les propriétés des fibres ESM (*Endlessly Single Mode*) qui garantissent un profil monomode quelle que soit la longueur d'onde guidée. Elles ont par la suite donné naissance aux fibres à large aire modale (LMA, pour *Large Mode Area*) et finalement aux fibres DC-LMA (*Double Cladd-LMA*) qui ont permis le pompage par laser en leur sein.

Ces travaux de thèse portant sur l'utilisation de fibre à cœur creux, nous pouvons nous intéresser un peu plus en détail à cette sous-partie des PCF. Dans les fibres à cœur creux nous retrouvons donc deux entités qui se caractérisent d'abord par la structure de leur géométrie mais également par leurs propriétés optiques.

Présentées sur la Figure I-11 (b) il s'agit des fibres PBG (*Photonic Band Gap*, pour fibre à bande interdite photonique), et des fibres IC (*Inhibited Coupling*, pour couplage inhibé). Elles seront décrites plus en détail dans le chapitre III. On remarque tout de même que les fibres IC peuvent posséder différentes mailles de type Kagomé ou Tubulaire.



(b) HC-PCF

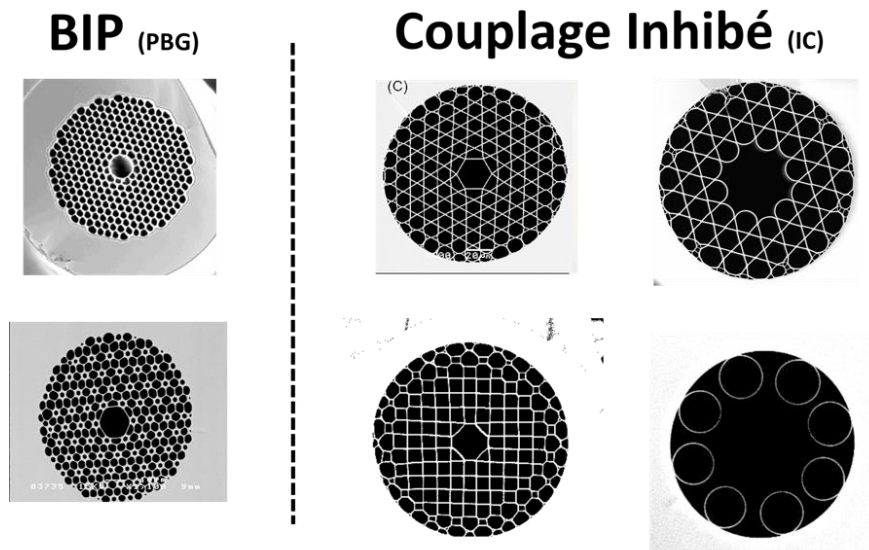


Figure I-11 : (a) Représentation des différentes fibres PCF ; (b) Exemple de fibres à bandes interdites photoniques (PBG) et à couplage inhibé (IC).

Les fibres PCF non content de servir de guide d'onde, donnent accès à un contrôle extrêmement fin de leurs propriétés optiques. Premièrement les aires effectives sont faibles, le rayon de leur cœur est de l'ordre de quelques micromètres, ce qui permet l'exacerbation des effets non-linéaires. Deuxièmement, la dispersion peut maintenant être travaillée à souhait ouvrant la voie à de nouvelles dynamiques propagatives. Ainsi la génération de supercontinuum a pu être réalisée dans une fibre PCF à cœur plein, Figure I-12 (a) [67].

Un autre exemple de dynamique permise par ce type de fibre est présenté en Figure I-12 (b). Il s'agit du contrôle du décalage spectral d'un soliton généré au sein d'une fibre microstructurée. La fibre en question a été fabriquée de telle sorte que sa dispersion a aidé au transfert d'énergie du soliton vers une onde dispersive tout en stoppant son décalage vers 1300 nm [68].

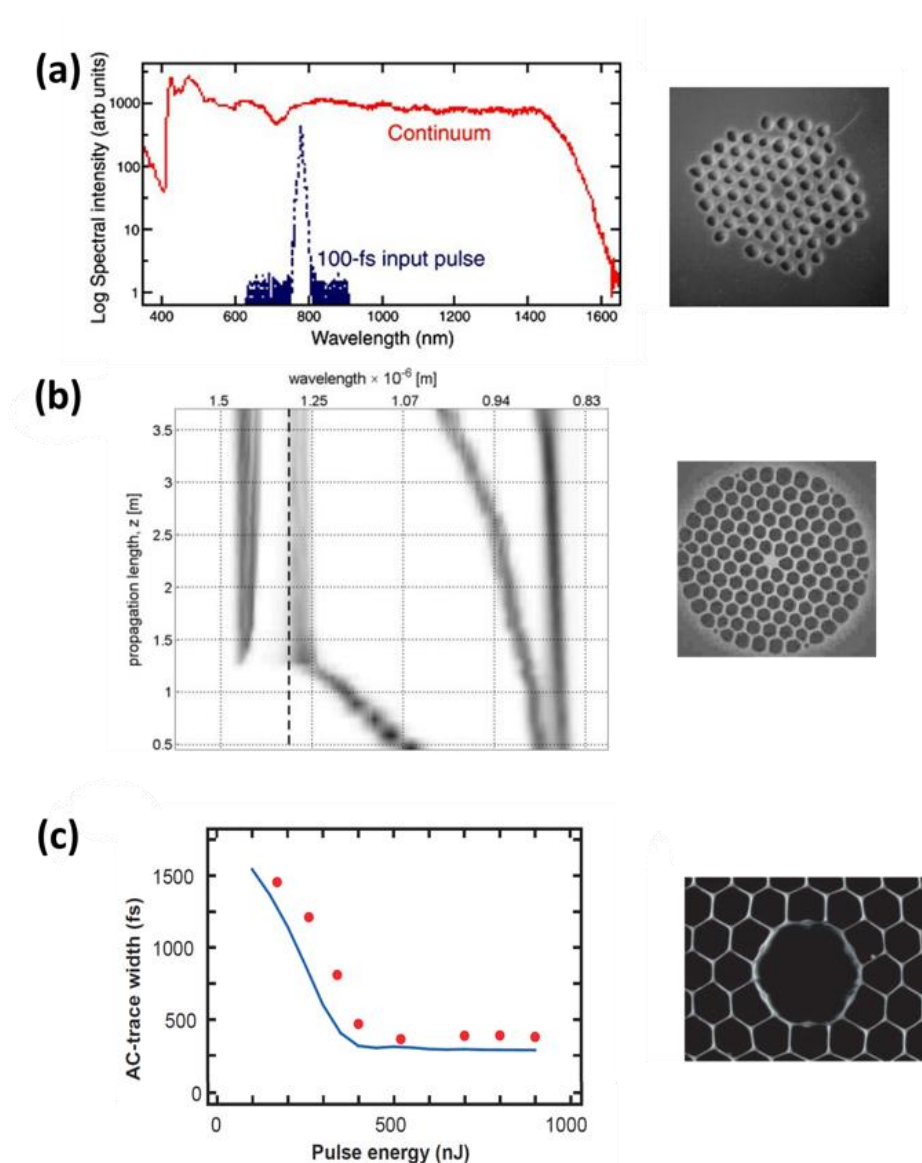


Figure I-12 : Exemples de résultats marquants obtenus grâce à des PCF : (a) Génération de supercontinuum ; (b) Annulation du décalage spectral du soliton ; (c) Génération d'impulsion de 5,5 MW de puissance crête [issu des références citées].

Cependant, dans les cas évoqués ci-dessus, la lumière reste guidée dans un cœur de silice, donc toujours limitée par un seuil de dommage relativement bas. Une nouvelle limite est alors franchie en 1999 [69] avec la réalisation de fibres microstructurées où la propagation de la lumière est démontrée dans un cœur d'air. Ce sont maintenant des guides d'ondes permettant à la fois un contrôle de la dispersion ainsi qu'un guidage dans un gaz qui peuvent servir aux dynamiques de compression. Ainsi une nouvelle démonstration majeure impliquant un soliton a pu être réalisée, représentée avec la Figure I-12 (c). Il s'agit de la formation d'une impulsion soliton avec 5,5 MW de puissance et comprimée de 1,5 ps à ~300 fs. La compression et la tenue en flux démontrée sont les résultats d'un guidage optique dans le gaz combiné à un profil de dispersion permettant l'auto-compression par effet solitonique. Cependant, le maximum d'énergie rapporté dans ces travaux est de 0,9μJ, indiquant une limite au niveau du seuil d'énergie que cette fibre supporte. Ci-dessous, nous traitons ce point.

Comme nous l'évoquions plus haut, différentes fibres PCF à cœur creux existent. Leur mécanisme de guidage permet aisément de les différencier mais elles sont également bien opposées sur d'autres points. En effet, nous pouvons en faire la comparaison grâce à une grandeur que nous appelons la figure de mérite (FOM pour *figure of merit*) :

$$FOM = \frac{L_{eff}\lambda}{A_{eff}} \quad \text{Eq. I-9}$$

Celle-ci permet de quantifier l'interaction entre le faisceau et le gaz contenu dans le cœur de la fibre. Les pertes sont prises en compte au travers de L_{eff} , Eq. I-5, ainsi que le diamètre du cœur au travers de A_{eff} . Plus le diamètre de cœur sera petit et plus cette FOM sera élevée. Il en va tout autrement pour les pertes : plus ces dernières seront faibles, meilleure en sera la FOM. Cette FOM, représentée en Figure I-13 (a) ; permet une première appréciation des effets non-linéaires qui pourront être générés dans de telles fibres. La fibre PBG, possédant des rayons de cœurs plus petits, exprime donc une FOM plus forte que celle des fibres IC. Mais cette différence sera vite compensée par les niveaux d'énergie pouvant être guidés dans l'une et l'autre.

En effet, la quantité d'énergie qui sera contenue dans la structure de silice entourant le cœur est bien inférieure pour les fibres IC. Ce pourcentage est nommé η et prend des valeurs de 1% pour les PBG alors qu'il est de l'ordre de quelque 10^{-6} pour les IC. Les seuils de dommage sont bien supérieurs pour ces dernières. La comparaison en est faite en Figure I-13 (b)-avec des fibres à cœur plein, PBG et Kagomé gros et petit cœur. On remarque notamment que le seuil de claquage de l'air est plus bas que celui des fibres IC.

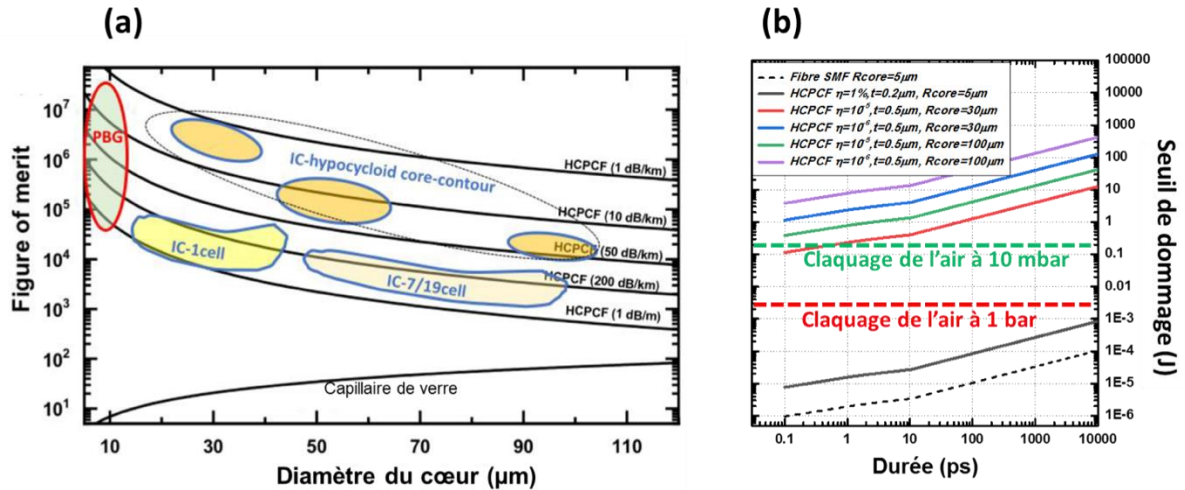


Figure I-13 : Comparaisons des fibres PBG et IC en termes de : (a) FOM et (b) seuil de dommage.

Cette capacité à guider des impulsions de hautes énergies a été démontrée pour des niveaux de l'ordre de la centaine de microjoules [70], combiné à une compression d'impulsion. On retrouve donc à la fois la possibilité de contrôler la dispersion et ce même à des énergies de 100 μJ , illustré sur la Figure I-14 (a). Le contrôle de la dispersion est tel que des solitons ayant des durées de l'ordre du cycle optique ont pu être générées dans une fibre Kagomé toujours à des énergies de plusieurs dizaines de microjoules, reporté en Figure I-14 (b) [71]. Finalement afin d'illustrer tout le potentiel de cette fibre au service des lasers ultra-courts de hautes énergies, nous pouvons nous appuyer sur l'exemple pris en Figure I-14 (c). Il s'agit du déport d'impulsions femtoseconde à des énergies de 1 mJ sans distorsion temporelle ni endommagement de la fibre, [72].

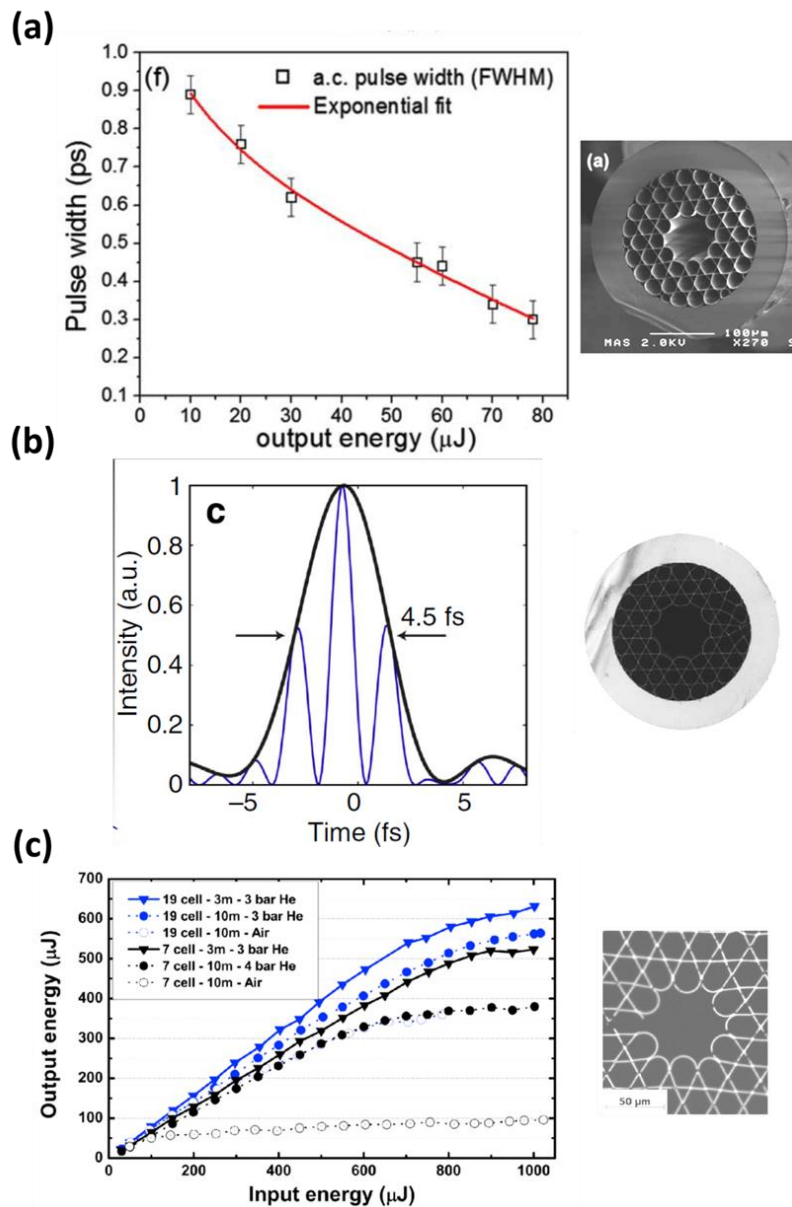


Figure I-14 : Exemples de résultats marquants obtenus avec une fibre Kagomé : (a) dépôt d'impulsions de 80 μJ et auto-compression ; (b) Compression de l'ordre du cycle optique à 35 μJ ; (c) Dépôt d'impulsions de 600 fs à 1 mJ d'énergie.

Les fibres Kagomé font, depuis plus d'une dizaine d'années, l'objet de nombreuses études et ont permis de d'enregistrer d'excellents résultats dans le domaine de la compression d'impulsion temporelle. Nous pouvons notamment citer une dynamique d'élargissement spectral à 1030 nm pour une puissance moyenne de 118 W post-comprimant l'impulsion de 740 à 84 fs [73]. Toujours dans des dynamiques d'élargissement spectral sous SPM, des faisceaux de très hautes énergies provenant de laser Ti:saph ont pu être obtenus grâce aux fibres creuses Kagomé, comme à 2,6 mJ [74].

Des mécanismes d'auto-compression, grâce auxquels l'impulsion se comprime au cours de sa propagation, ont aussi été mis en avant. Dans ces mécanismes, une dynamique solitonique

a permis une compression en dessous du cycle optique à 1800 nm, donnant ainsi une impulsion de 4,5 fs [71], ou encore à 1030 nm, comprimant une impulsion de 600 à 50 fs, [72] L'ensemble de ces résultats est présenté sur la Figure I-15, où les facteurs de compression sont également reportés. Cette figure permet de démontrer la capacité des fibres creuses Kagomé à être adaptables à différentes longueurs d'onde et niveaux énergétiques. En effet, il est possible de travailler de 800 nm à 1800 nm mais également de quelques microjoules à plusieurs millijoules.

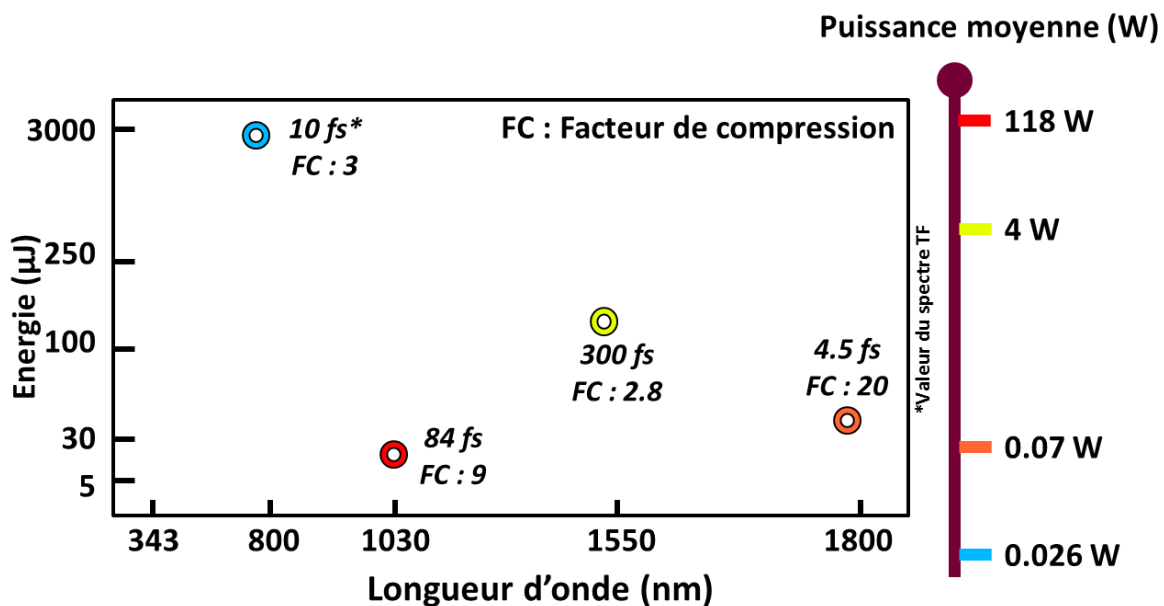


Figure I-15 : Représentation des résultats de compressions, grâce à des fibres creuses de type Kagomé, dans l'espace des longueurs d'onde, énergie et puissance moyenne.

I.5. Structure de la thèse

C'est dans ce contexte que s'inscrivent mes travaux de thèse qui vont être développés dans les chapitres suivants.

Ainsi, le chapitre II reviendra sur la propagation d'une impulsion dans un milieu non-linéaire d'un point de vue théorique. Nous détaillerons les différents effets qui influenceront sur cette propagation pour finalement prendre quelques exemples représentatifs de la propagation dans une fibre creuse. Les éléments de ce chapitre sont les outils conceptuels indispensables à la réalisation de tous les travaux exposés dans ce mémoire.

Le chapitre III présentera les fibres creuses et notamment l'impact de leur géométrie sur les effets dispersifs et non-linéaires. Des études proposées dans ce chapitre permettront d'isoler cinq fibres aux propriétés particulièrement intéressantes pour des dynamiques auxquelles s'intéresseront les chapitres suivants .

Ainsi, le chapitre IV décrira les résultats de générations d'effets non-linéaires variés dans une fibre remplie uniquement d'air ambiant. Cette étude sera complétée par le chapitre V qui orientera les recherches vers le domaine temporel. En effet, nous y présenterons des auto-

compressions avec un facteur de compression de l'ordre de 30, pour des conditions similaires, à savoir une fibre uniquement exposée à l'air.

Le chapitre VI fera le lien entre les résultats obtenus en laboratoire et la partie industrielle de cette thèse CIFRE. Le chapitre Nous y décrivons la conception et la réalisation d'un module de compression reposant sur la technologie fibre creuse.

Enfin les chapitres VII et VIII mettront en lumière des résultats obtenus grâce au module conçu et ce, pour des dynamiques d'auto-compression ou de post-compression dans des régimes de puissance, énergie et longueur d'onde différents. Des compressions ou élargissements spectraux ont été effectués dans plusieurs configurations comprenant des compressions d'impulsion optique émettant à 1030 nm ou à 343 nm, des compressions avec des impulsions ayant une puissance moyenne allant jusqu'à 100W, ou encore des durées d'impulsion allant de 600 fs à 130 fs.

Comme nous le verrons enfin, les résultats présentés dans ces chapitres montrent que les compresseurs développés fournissent tous des impulsions avec des durées entre 10 fs et 50 fs.

CHAPITRE II

Dynamique de propagation d'une impulsion dans une HC-PCF

Le chapitre inventorie les fondamentaux théoriques régissant la dynamique spectro-temporelle de la propagation d'une impulsion ultra-courte dans un milieu diélectrique, et des différents phénomènes physiques associés.

Cette dynamique est ici abordée aussi bien par des outils de calculs numériques que par des méthodes analytiques. En particulier, le chapitre liste et les différentes transformations temporelles, telles que l'élargissement et le rétrécissement de durée d'impulsion, et les transformations spectrales, telles que le décalage ou l'élargissement spectral, pour un régime de propagation donné. Nous décrivons ces régimes de propagation en les associant aux différents phénomènes physiques qui résultent de l'interaction laser-matière, et exposons les différentes transformations spectro-temporelles qui en découlent.

Nous traitons ensuite des exemples de propagations d'impulsions avec des paramètres représentatifs d'une fibre creuse remplie de gaz.

Finalement, nous analysons les résultats de ces exemples dans le contexte de dimensionner l'espace des paramètres pour la conception et la réalisation de compresseurs d'impulsions optiques ultra-courtes à base de fibres photoniques creuses remplies d'un milieu gazeux.



II.1. Généralités sur la propagation d'un champ

Les travaux de cette thèse reposent sur l'observation et le contrôle d'effets optiques non-linéaires qui résultent de la propagation d'une impulsion optique dans un milieu gazeux et dans une configuration guidée. En d'autres termes, ces travaux sont intimement liés à la propagation d'impulsions optiques dans les fibres à cœur creux remplies de gaz.

Dans ce contexte, nous nous proposons de revenir un instant sur les fondamentaux physiques et leurs implications dans la conception et le développement d'un compresseur d'impulsion optique à base de fibre photonique creuse.

L'optique non-linéaire a vu le jour dans les années 60 avec les travaux comme ceux de Franken [75] et de Bloembergen [76]. Cette discipline a été aussi fortement associée à l'utilisation de champs intenses provenant des premiers lasers. En effet, ces champs, s'ils sont suffisamment élevés, peuvent modifier les propriétés même des matériaux dans lesquels ils se propagent, et par la vertu d'une interaction laser-matière couplée, le milieu imprime sur le champ électromagnétique une transformation spectrale et temporelle qui se manifeste sous la forme de plusieurs phénomènes telle une conversion de fréquence, un élargissement spectral, une génération d'harmoniques élevées ou une génération et/ou une compression d'impulsion ultra-courtes.

La nature de cette interaction laser-matière et ses propriétés propagatrices sont régies par l'équation de propagation suivante [77] :

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad \text{Eq. II-1}$$

Ici \mathbf{E} est le vecteur du champ électromagnétique en interaction, \mathbf{P} est le vecteur de la polarisation du milieu, c est la vitesse de la lumière dans le milieu de propagation et μ_0 la perméabilité magnétique du vide.

Quelque compacte et simple soit sa formulation, traiter et résoudre cette équation de façon générale et rigoureuse est pratiquement impossible.

En effet, le champ et la polarisation sont dépendants de la structure spatiale, temporelle et fréquentielle. De surcroît, ils présentent un fort couplage l'un avec l'autre, ce qui par conséquent nécessite la mise en œuvre des moyens lourds en calcul numérique. L'approche la plus utilisée dans la résolution de l'Eq. II-1 repose d'abord sur l'identification de l'origine physique déterminant l'interaction matière-lumière, aussi bien à l'échelle atomique, moléculaire qu'à celle de l'ensemble du matériau. Ceci permet ensuite de déduire une expression de la polarisation associée au phénomène physique sous-jacent. L'approche se fonde aussi sur le développement de l'expression scalaire de la polarisation en série polynomiale du champ en vue de hiérarchiser ce couplage. Malgré sa qualité approximative, cette approche s'est révélée très efficace et précise pour la plupart des phénomènes optiques non-linéaires.

Conformément à cette approche, ce chapitre a pour but premier de mettre en évidence les phénomènes physiques qui dominent l'optique non-linéaire durant la propagation d'une impulsion courte dans un gaz contenu dans une fibre creuse. Par la suite ils seront intégrés dans l'équation de propagation et nous étudierons leur impact sur l'évolution spectro-temporelle de l'impulsion. Les phénomènes non-linéaires sont, dans notre cas, principalement dus à l'effet Kerr, la diffusion Raman et à la photo-ionisation. Quant aux effets spectro-

temporaux subis par l'impulsion initiale, nous nous limiterons aux phénomènes d'étalement et compression temporels de l'impulsion ainsi qu'aux élargissements et décalages spectraux, pour ensuite les inscrire dans à nos travaux de conception et de développement d'un compresseur d'impulsion à base de fibre creuse.

Le chapitre est donc structuré de la façon suivante.

Nous commençons par rappeler l'origine de la polarisation en utilisant le modèle simple et intuitif de Lorentz afin de mettre en évidence son association avec les quantités physiques du milieu comme la dispersion, l'absorption et/ou le gain, ainsi que l'origine de la polarisation non-linéaire.

Nous poursuivons ensuite avec l'expression de la polarisation induite par effet Kerr, Raman et l'ionisation.

Dans un paragraphe suivant, nous intégrerons ces polarisations dans l'Eq.II-1 pour la réduire à une équation différentielle de premier ordre mais aussi mettre en lumière l'effet de chaque terme de cette nouvelle équation sur la structure temporelle et spectrale d'une impulsion.

Ensuite, nous prendrons le cas typique d'une fibre creuse remplie de gaz pour montrer la transformation spectro-temporelle qu'une impulsion subie durant sa propagation.

Enfin, nous clorons le chapitre en dégagant l'espace des paramètres physiques pour développer un compresseur d'impulsion et le positionner par rapport à l'état de l'art.

II.2. Polarisation

II.2.1. Polarisation linéaire

Afin d'introduire les phénomènes non-linéaires, commençons par décrire leurs causes. Cette description s'inspire de l'ouvrage de Butcher et Cotter [78]. Pour ce faire nous rappelons le modèle de Lorentz qui consiste à considérer le milieu comme un ensemble d'oscillateurs harmoniques dont le mouvement est susceptible d'être excité par un champ électromagnétique comme celui d'une impulsion laser. Dans la plupart des cas, ce mouvement induit un dipôle électrique oscillant avec une signature spectrale, une réponse temporelle et une orientation spatiale spécifiques. Ces dernières sont déterminées à la fois par le milieu, les champs d'excitation mais également ceux induits. Les oscillateurs dans cette interaction peuvent être de nature électronique ou vibrationnelle. Dans le premier cas il s'agit de l'oscillation autour du noyau d'un électron dans un atome ou une molécule et les transitions atomiques associées sont de nature dipolaire. Dans le deuxième cas il peut s'agir d'un mouvement internucléaire (i.e. effet Raman) d'une molécule ou d'un mouvement acoustique impliquant l'ensemble des atomes ou molécules d'un milieu donné. La Figure II-1 montre de façon schématique ces trois types d'oscillations.

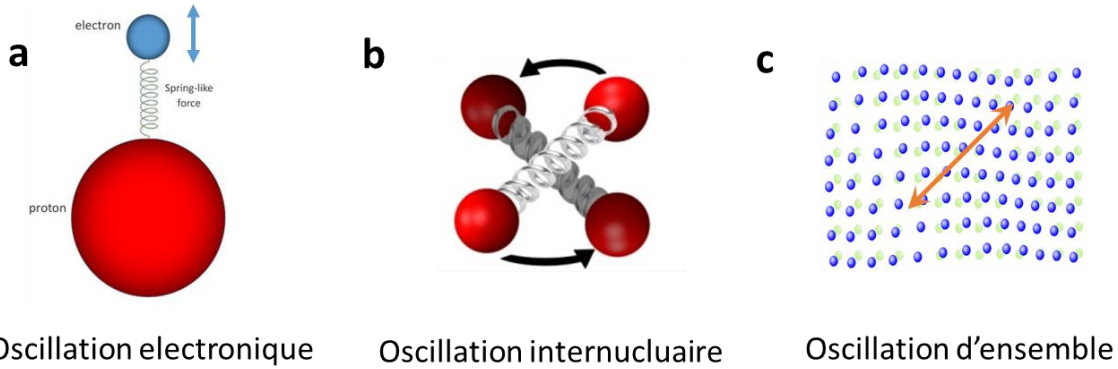


Figure II-1 : Représentation schématique des différentes origines physiques d'une polarisation dans un milieu. (a) L'oscillation électronique est souvent excitée par une transition dipolaire (la fréquence de la transition est typiquement >1000 THz pour un diélectrique) ; (b) Oscillation internucléaire est excitée par une transition à deux photons telle que l'effet Raman (la fréquence de la transition est typiquement >10 THz pour un diélectrique) ; (c) Oscillation d'ensemble ou de masse peut être excitée par différents moyens (la fréquence de la transition est typiquement 1MHz- 100GHz pour un diélectrique). Les flèches illustrent une direction de mouvement

La forme la plus simple et la plus illustrative de l'induction de la polarisation est celle d'un atome hydrogénoïde où l'attraction nucléaire de l'électron est représentée comme un oscillateur classique. Autrement dit, la position de l'électron peut ainsi s'écrire comme :

$$m \left[\frac{d^2x}{dt^2} + 2\Gamma \frac{dx}{dt} + \omega_R^2 x - (\xi^{(2)} x^2 + \xi^{(3)} x^3 + \dots) \right] = -eE(t) \quad \text{Eq. II-2}$$

où x représente le déplacement de l'électron, Γ est la fréquence d'amortissement, ω_R la fréquence de résonance. Le terme de droite est quant à lui la force exercée sur la particule, de masse m et de charge $-e$, par le champ E . Les termes possédant $\xi^{(i)}$ représentent l'anharmonicité de l'oscillateur sous l'action de perturbations. Sans ces termes, et dans le cas d'un champ monochromatique (i.e. $E(t) = \frac{1}{2} E_0 [\exp(i\omega t) + \exp(-i\omega t)]$), la solution spectrale de l'équation Eq. II-2 est une lorentzienne:

$$X(\omega) = -\frac{eE_0}{2m} \frac{\exp(-i\omega t)}{\omega_R^2 - 2i\Gamma\omega - \omega^2} + c.c, \quad \text{Eq. II-3}$$

avec le terme $c.c$ lequel est le complexe conjugué. En émettant l'hypothèse que tous les dipôles du milieu sont orientés de la même manière, la polarisation qui en est induite prend la forme $P = -N_D eX$, avec N_D étant le nombre de dipôles du milieu. Nous pouvons donc écrire :

$$P = \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi^{(1)} E_0 \exp(-i\omega t) + c.c \quad \text{Eq. II-4}$$

avec

$$\chi^{(1)} = \frac{N_D e^2}{\epsilon_0 m} \frac{1}{\omega_R^2 - 2i\Gamma\omega - \omega^2} \quad \text{Eq. II-5}$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide et $\chi^{(1)}$ une grandeur importante nommée susceptibilité.

A ce stade, il est possible d'introduire la constante diélectrique du matériau, ϵ , ainsi que l'indice de réfraction n :

$$\epsilon = 1 + \chi^{(1)} \quad \text{Eq. II-6}$$

$$n = \text{Re}[\sqrt{\epsilon}] \quad \text{Eq. II-7}$$

Nous sommes donc dans un régime linéaire où des particules chargées oscillent. En conclusion, nous observons que cette polarisation induite est la source de la dispersion, ou réfraction du milieu, mais également celle des absorptions linéaires via le terme $\text{Im}[\sqrt{\epsilon}]$.

II.2.2. Polarisation non-linéaire

En réintroduisant les termes anharmoniques $m(\xi^{(2)}X^2 + \xi^{(3)}X^3 + \dots)$ comme des perturbations (i.e. que l'amplitude de déplacement induite par ces termes reste plus petite que celle de l'oscillateur harmonique), il est aisé de voir que l'oscillation de l'atome hydrogénoïde a des fréquences de résonances à $\omega, 2\omega, 3\omega \dots$. Par conséquent, et en émettant les mêmes hypothèses que ci-dessus sur l'alignement des dipôles, la polarisation induite peut prendre la forme suivante:

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \epsilon_0 \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \epsilon_0 \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \quad \text{Eq. II-8}$$

Ici \mathbf{P}_L est la composante linéaire de la polarisation qui est linéairement proportionnelle au champ, et \mathbf{P}_{NL} la composante non-linéaire qui est proportionnelle aux puissances élevées du champ. Les termes en $\chi^{(n>1)}$ sont les susceptibilités d'ordre élevé. Ils sont, généralement, des tenseurs d'ordre $n+1$ liés à l'interaction non-linéaire entre le champ et l'atome. Nous pouvons conclure que malgré sa qualité approximative, le modèle d'oscillateur anharmonique met en évidence l'origine physique de la polarisation, et propose aussi une approche simple pour son calcul.

Afin d'affiner cette approche perturbative, nous rappelons que la polarisation induite par le champ génère à son tour son propre champ qui s'ajoutera au champ incident. Par conséquent, il est important d'évaluer le temps de réponse de la polarisation induite dans la dynamique non-linéaire. Dans ce contexte, nous pouvons écrire la polarisation déduite ci-dessus comme la somme d'une série de « polarisations » d'ordre élevé dépendantes du temps.

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}^{(0)}(t) + \mathbf{P}^{(1)}(t) + \mathbf{P}^{(2)}(t) + \dots, \quad \text{Eq. II-9}$$

où $\mathbf{P}^{(0)}(t)$ correspond à une polarisation indépendante du champ qui peut apparaître dans certains cristaux. $\mathbf{P}^{(1)}(t)$ est lié au champ de manière linéaire, $\mathbf{P}^{(2)}(t)$ est lié au champ de manière quadratique, $\mathbf{P}^{(3)}(t)$ est lié au champ à l'ordre 3, etc... Les différents ordres de la polarisation s'écrivent comme suit :

$$\mathbf{P}^{(n)}(t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} d\tau_1 \dots \int_{-\infty}^{\infty} d\tau_n \mathbf{R}^{(n)}(t - \tau_1, \dots, t - \tau_n) \mathbf{E}(t - \tau_1) \dots \mathbf{E}(t - \tau_n) \quad \text{Eq. II-10}$$

$\mathbf{R}^{(n)}(t - \tau_1, \dots, t - \tau_n)$ est un tenseur d'ordre $n+1$ dont les composantes représentent les fonctions de réponse impulsionnelle du milieu aux temps $(\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n)$. La barre verticale

correspond au produit de tenseurs. Aussi, $\mathbf{R}^{(n)}(t - \tau_1, \dots, t - \tau_n)$ est la transformée de Fourier de la susceptibilité d'ordre n . On peut donc écrire :

$$\mathbf{P}^{(n)}(t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_1 \dots \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_n \chi^{(n)}(-\omega_\sigma; \omega_1, \dots, \omega_n) |\mathbf{E}(\omega_1) \dots \mathbf{E}(\omega_n) \exp(-i\omega_\sigma t) \quad \text{Eq. II-11}$$

avec

$$\chi^{(n)}(\omega_\sigma; \omega_1, \dots, \omega_n) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau_1 \dots \int_{-\infty}^{\infty} d\tau_n \mathbf{R}^{(n)}(\tau_1, \dots, \tau_n) \exp(i \sum_{j=1}^n \omega_j \tau_j), \quad \text{Eq. II-12}$$

et $\omega_\sigma = \omega_1 + \dots + \omega_n$

L'expression de la polarisation ci-dessus se simplifie davantage quand on prend en compte la symétrie du milieu. Dans le cadre des travaux de la présente thèse nous utilisons un milieu gazeux, ce qui veut dire que notre milieu non-linéaire, à l'instar d'autres milieux comme celui de la silice, ne présente pas de centre de symétrie. Par conséquent les polarisations ou susceptibilités d'ordre pair ou permanentes sont nulles. Aussi, en négligeant les termes d'ordre ≥ 4 , nous retrouvons une expression de la polarisation réduite à :

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}^{(1)}(t) + \mathbf{P}^{(3)}(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \epsilon_0 \chi^{(3)} : \mathbf{E} \mathbf{E} \mathbf{E} \quad \text{Eq. II-13}$$

A ce stade, déterminer de façon explicite la polarisation \mathbf{P} de l'équation II-1 revient à identifier l'origine physique de $\chi^{(1)}$ et $\chi^{(3)}$, ou alternativement de $\mathbf{P}^{(1)}(t)$ et $\mathbf{P}^{(3)}(t)$.

Dans le cas de milieux gazeux ou diélectriques amorphes, les phénomènes optiques non-linéaires dominants sont l'effet Kerr et la diffusion Raman stimulée. Les polarisations non-linéaires associées à ces deux phénomènes peuvent être écrites sous la forme générale suivante $P_{K/R} = \chi_{K/R}^3 EEE$.

L'effet Kerr- L'effet Kerr est d'origine électronique (i.e. transition électronique dipolaire). Dans la majorité des cas, cet effet est non-résonant et sa fonction de réponse est suffisamment rapide pour être considérée comme instantanée.

Autrement dit, $\mathbf{R}^{(3)}(\tau_1, \tau_2, \tau_3) \propto \delta(t - \tau_1) \delta(t - \tau_2) \delta(t - \tau_3)$, ou encore :

$$\chi_K^{(3)}(\omega = \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3) = \chi_K^{(3)} \quad \text{Eq. II-14}$$

On peut ainsi réécrire la polarisation comme :

$$P_K^{(3)}(\omega = \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3) = \epsilon_0 \chi_K^{(3)} E(\omega_1) E(\omega_2) E(\omega_3) \quad \text{Eq. II-15}$$

Les expressions ci-dessus mettent en évidence le rôle des composantes spectrales du champ et leur accord de phase dans la détermination de la fréquence et de l'amplitude de la polarisation. Pour l'effet Kerr, on distingue l'effet d'induction d'indice par intensité (appelé aussi effet Kerr optique), et celui du mélange d'onde. Pour ce dernier on peut citer, entre autres, le mélange à quatre ondes (FWM, pour *Four-Wave Mixing*) ou la génération de troisième harmonique (THG, pour *Third Harmonic Generation*). Afin de décorréler la valeur de la susceptibilité d'avec les composantes spectrales associées, on introduit $\chi^{(3)}$ qui est associé à la polarisation de la manière suivante:

$$\mathbf{P}_{NL,K}^{(3)} = \epsilon_0 \sum_{\omega} \kappa \chi^{(3)} \mathbf{E}_{\omega_1} \mathbf{E}_{\omega_2} \mathbf{E}_{\omega_3}. \quad \text{Eq. II-16}$$

Le facteur κ est donc associé à une seule expression de susceptibilité indépendamment du mécanisme physique mis en jeu. La Table II-1 liste, entre autres, les valeurs de ce facteur pour les processus associés à l'effet Kerr. Il présente également les différents processus de susceptibilité d'ordre 1 et 3 ainsi que les fréquences et accords de phase des composantes spectrales du champ en interaction. Comme nous l'avons vu plus haut, la polarisation d'ordre 1 est associée au phénomène de réfraction (ou dispersion) et d'absorption/gain dans des transitions dipolaires à un photon. Pour la polarisation d'ordre 3, le tableau liste quatre processus induits par l'effet Kerr. Le premier est le « d.c. Kerr » qui correspond au changement de l'indice par un champ électrostatique. Le deuxième est l'effet Kerr optique qui représente l'effet le plus présent dans l'optique non-linéaire.

Pour ce dernier effet, il est plus commun d'exprimer l'effet Kerr optique par le changement d'indice qu'il induit sur le milieu : $n = n_0 + n_2 I$, où n_2 correspond à l'indice non-linéaire du matériau tel que $n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}[\chi^{(3)}]$. Ce terme permet également d'exprimer le paramètre non-linéaire :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \quad \text{Eq. II-17}$$

où ω_0 représente la fréquence centrale de l'impulsion et A_{eff} l'aire effective d'interaction.

Enfin, les troisième et quatrième processus concernent le mélange à quatre ondes et la génération de troisième harmonique. On remarque que la valeur de κ pour FWM est deux fois supérieure à celle de l'effet Kerr optique, et que celle de THG est la plus petite des trois processus. Cependant, la comparaison avec FWM et THG doit tenir compte du terme de phase $\Delta\beta_{FWM} = \beta_4 - \beta_1 - \beta_2 - \beta_3$ et $\Delta\beta_{THG} = \beta_{3\omega} - 3\beta_{\omega}$ qui doit être nul ou très proche de zéro pour que la polarisation associée soit suffisamment forte.

Table II-1 : Liste des processus des 3^{èmes} ordres pouvant se produire durant la propagation dans une fibre à cœur creux.

Processus	Ordre n	Fréquences générées / absorbées	κ	Obligation d'accord de phase
Absorption, perte	1	$-\omega ; \omega$	1	non
d.c. Kerr	3	$-\omega ; 0, 0, \omega$	3	non
Effet Kerr optique	3	$-\omega ; \omega, -\omega, \omega$	$\frac{3}{4}$	non
Génération de troisième harmonique	3	$-3\omega ; \omega, \omega, \omega$	$\frac{1}{4}$	oui
Mélange à quatre ondes	3	$-\omega_4 ; \omega_1, \omega_2, \omega_3$	$\frac{3}{2}$	oui
<i>Stimulated Raman Scattering / Stimulated Brillouin Scattering</i>	3	$-\omega_S ; \omega_P, -\omega_P, \omega_S$	$\frac{3}{2}$	non
Ionisation	3	$-\omega ; -\omega, \omega, \omega$	$\frac{3}{4}$	non

L'effet Raman- La polarisation induite par la diffusion Raman trouve son origine dans les vibrations ou ro-vibrations internucléaires de la molécule du milieu non-linéaire. Elle se distingue de l'effet Kerr à la fois par sa nature résonante et son temps de réponse. La polarisation Raman est donc centrée autour d'une fréquence, appelée fréquence de Stokes, et s'écrit dans le cas d'un milieu gazeux comme suit [79] :

$$P(\omega_s) = 6\epsilon_0 \chi_R(\omega_s) |E_L|^2 E_s e^{ik_s z}$$

et,

$$\chi_R(\omega_s) = \chi'_R + i\chi''_R = \frac{\epsilon_0 \frac{N}{6m} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q}\right)_0^2}{\Omega_R^2 - (\omega_L - \omega_s)^2 + 2i(\omega_L - \omega_s)\Gamma} \approx \frac{\epsilon_0 \frac{N}{12m\Omega_R} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q}\right)_0^2}{\Omega_R - (\omega_L - \omega_s) + i\Gamma} \quad \text{Eq. II-18}$$

La définition des termes peut être retrouvée dans [79], [80]. Ici nous nous contentons de remarquer les points suivants.

La diffusion Raman se manifeste par la génération d'une nouvelle composante spectrale, le Stokes, à la fréquence ω_s , à travers la partie imaginaire de la susceptibilité χ''_R (il s'agit de gain et on parle de diffusion Raman Stimulée ou DRS), et par un changement d'indice à travers la partie réelle de la susceptibilité χ'_R . La fréquence angulaire du champ Stokes généré, ω_s , est décalée vers le rouge relativement à celle du champ incident par la fréquence de résonance Raman Ω_R . On remarque aussi que la forme spectrale de $\chi_R(\omega_s)$ s'apparente à une lorentzienne de largeur de raie Γ . En d'autres termes, le temps de relaxation de la polarisation Raman est de $T_2 = \Gamma^{-1}$. Un deuxième temps définissant la polarisation Raman, qui n'apparaît

pas de façon directe dans l'Eq. II-19, est le temps de vie, T_1 , de la population. Enfin, il faut noter que l'effet Raman induit également un effet Kerr et FWM aux fréquences $\omega_n = \omega \pm n\Omega_R$.

Dans le cas d'une impulsion ultra-courte (i.e. USP), en particulier dans le cas d'un soliton (voir ci-dessous), l'effet Raman se manifeste par un décalage fréquentiel de tout le spectre de l'impulsion. Celui-ci est à distinguer du phénomène classique de DRS. Ce décalage spectral induit par Raman est appelé auto-décalage fréquentiel Raman (pour l'anglais *Raman self-frequency-shift*) ou décalage fréquentiel intra-impulsion Raman (pour l'anglais *Intra-pulse Raman self-frequency shift*). Il est dû à la contribution de la diffusion Raman à l'indice non-linéaire n_2 . Par conséquent c'est la partie réelle de la susceptibilité χ'_R qui intervient dans l'expression de la polarisation associée à l'auto-décalage fréquentiel induit par la diffusion Raman.

Cette expression est formalisée de la même manière que pour la polarisation non-linéaire induite par effet Kerr pour l'effet Raman. Sa polarisation induite dépendante du temps prend la forme [81] :

$$P_{NL,R}(r, t) = \epsilon_0 \chi^{(3)} E_S(r, t) \int_{-\infty}^t R_R(t - t_1) |E(r, t_1)|^2 dt_1 \quad \text{Eq. II-19}$$

avec

$$R_R(t) = h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \sin\left(\frac{t}{\tau_1}\right) \quad \text{Eq. II-20}$$

Les paramètres τ_1 , τ_2 sont liés à la période de la pulsation angulaire de la transition Raman du milieu de propagation, et à sa relaxation de phase respectivement. Ils prendront les valeurs 12,2 fs / 32 fs pour la silice et 62,5 fs / 77 fs pour l'air ambiant (que nous pouvons ramener à un mélange d'azote et d'oxygène, voir chapitre VI).

Il est commun d'exprimer les fonctions de réponse des polarisations induites par Kerr et Raman sous une forme unique. Celle-ci s'écrit :

$$R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t) \quad \text{Eq. II-21}$$

On retrouve ici aussi bien la fonction de réponse de la diffusion Raman que celle du Kerr. Le paramètre f_R représente la contribution relative de l'effet Raman au Kerr. Il prend les valeurs de 0,18 pour la silice et 0,5 pour l'air ambiant.

Enfin, nous notons que pour des raisons pratiques dans la résolution d'équation de mouvement (voir ci-dessous), il est commun d'exprimer l'effet Raman dans la propagation d'impulsion ultra-courte en introduisant le terme suivant :

$$T_R = \int_{-\infty}^{\infty} t' R(t') dt' \quad \text{Eq. II-22}$$

Ce paramètre est de l'ordre de 3 fs pour la silice, alors qu'il est de 61 fs pour l'air.

La photo-ionisation- Le dernier phénomène physique intervenant dans la configuration typique de propagation non-linéaire d'impulsion lors des travaux qui font l'objet de ce mémoire

est l'ionisation induite par le champ de l'impulsion elle-même. En effet, au-delà d'une certaine intensité, dite critique, un gaz se retrouvera ionisé par phénomène d'ionisation multi-photonique ou effet tunnel [82] (ici nous ignorons l'ionisation par suppression de barrière qui nécessitent des valeurs d'intensité supérieures à celles utilisées dans les présents travaux). Par conséquent, un courant, J , d'électrons libres est créé, et l'Eq. II-1 s'écrit donc comme suit :

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t}. \quad \text{Eq. II-23}$$

L'équation montre que la polarisation induite par la photo-ionisation, dans le cas de faible ionisation (i.e densité relative reste $\ll 1\%$) est $\mathbf{P}_{ion}(t) = \int_{-\infty}^t \mathbf{J} dt' = \int_{-\infty}^t W(I)(U_I/E) dt' + (e^2/m_e) \iint_{-\infty}^t n_e(t') E dt' dt'$ [83]. Ici, e et m_e sont la charge et la masse électronique respectivement, n_e la densité électronique, et U_I potentiel d'ionisation du milieu. Le premier terme de la polarisation correspond aux pertes d'énergie de l'impulsion du champ. Il est principalement un effet de phase causé par le flux électronique. Le terme $W(I)$ est le taux de photo-ionisation où nous négligeons les effets d'attachement et recombinaison électronique et l'intensité du champ (i.e. $n_t W(I) = \partial_t n_e$, avec n_t étant la densité du gaz). Il prend différentes formes [84] suivant l'énergie d'ionisation du milieu, l'intensité et la longueur d'onde du champ et une dépendance caractérisée par le paramètre de [85]. Dans la référence [86], la fonction du taux de photo-ionisation a été « linéarisée » et, bien qu'elle soit une sous-estimation des modèles originaux plus précis, elle donne toutefois des résultats qui concordent avec les résultats expérimentaux. Cette expression est donnée ci-dessous :

$$W(I) = \tilde{\sigma}(I - I_{th})\Theta(I - I_{th}). \quad \text{Eq. II-24}$$

Ici $\tilde{\sigma}$ et I_{th} sont des constantes empiriquement déduites des observations expérimentales. Le terme I_{th} représente le seuil d'intensité en dessous duquel l'ionisation est négligée. Θ est la fonction de Heaviside. Nous reprenons cette expression ci-dessous dans le cadre de l'expression de l'équation de mouvement.

Afin de présenter de façon simple la polarisation induite par photo-ionisation, nous l'exprimons dans l'espace conjugué comme suit $P_{ion}(\omega) = iJ_p(\omega)/\omega + J_{loss}(\omega)/\omega$, et concluons à sa contribution dans la polarisation totale par un changement d'indice du milieu et une atténuation d'énergie de l'impulsion du champ ionisant. A savoir :

$$n \approx n_0 + n_2 I - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \quad \text{Eq. II-25}$$

$$\alpha_{plasma} \approx U_I n_t W(I)/2I.$$

Ici, $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_e / m_e}$ est la fréquence angulaire du plasma généré.

II.3. Les équations de propagation et les transformations spectro-temporelles

II.3.1. L'équation non-linéaire de Schrödinger

Dans le paragraphe précédent nous avons déduit la polarisation des phénomènes physiques qui permet donc de déduire la polarisation non-linéaire totale. Celle-ci peut être écrite comme suit :

$$P_{NL,tot} = P_{NL,K} + P_{NL,R} + \int (\partial J / \partial t) \quad \text{Eq. II-26}$$

Pour reprendre l'équation II-23, nous procédons aux approximations classiques [77] telles que l'approximation d'une enveloppe lentement variable (SVEA, *Slowly Varying Enveloppe Approximation*), et on se place dans le référentiel de l'impulsion c'est à dire faire les transformations suivantes $\tau = t - \beta_1 z$, et $\partial / \partial z \rightarrow \partial / \partial z - \beta_1 t$. Ici le terme β_1 est lié à la vitesse du groupe de l'impulsion à la fréquence centrale, ω_0 , par $\beta_1 = v_g^{-1}$. Aussi β_1 est déduit en développant la composante-z du vecteur d'onde en série de Taylor autour d'une fréquence référence choisie, égale à ω_0 :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\beta_3}{6}(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad \text{Eq. II-27}$$

Cette expression met en évidence les termes les plus importants dans l'effet dispersif lors de la propagation d'une impulsion. En plus de β_1 qui correspond ainsi à l'inverse de la vitesse de groupe, nous avons, β_2 qui correspond à la dispersion de la vitesse du groupe, GVD, introduite dans le chapitre précédent, et β_3 , qui est la dispersion d'ordre trois, TOD (*Third-Order Dispersion*). Ces trois termes, comme nous le verrons ci-dessous, affectent fortement toute transformation spectro-temporelle d'impulsion lors d'une propagation.

Enfin, le champ E intervenant dans l'équation maitresse est pris comme une onde se propageant le long de z avec un profil spatial transverse du champ découplé de l'enveloppe temporelle propageant. Par conséquent, le champ d'une impulsion considérée s'écrit :

$$E(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} [F(x, y)A(z, t)e^{i\beta z - i\omega t} + c. c.] \quad \text{Eq. II-28}$$

où F est le profil transverse du champ (c'est à dire. le faisceau laser à l'air libre ou le profil du mode guidé), qu'on considère uniforme lors de la propagation (i.e. pas de diffraction ou guidage optique monomodal). Le terme A est l'enveloppe temporelle. Celle-ci, après les transformations et approximations nécessaires, devient la fonction variable de l'équation de mouvement. Ceci donne la forme suivante de cette équation :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \sum_{k \geq 2} \frac{i^{k-1} \beta_k}{k!} \frac{\partial^k A}{\partial \tau^k} = i\gamma |A|^2 A - \gamma \frac{1}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} (|A|^2 A) - i\gamma T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial \tau} - \frac{\zeta \delta A}{2|A|^2} \Theta(\delta) - i\eta A \int_{-\infty}^{\infty} \delta \Theta(\delta) d\tau \quad \text{Eq. II-29}$$

La Figure II-2 reprend cette équation pour mettre en évidence la source physique de chaque terme. Pour celle-ci nous avons repris l'approche décrite dans [87], [88].

Equation de mouvement

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \sum_{k \geq 2} \frac{i^{k-1} \beta_k}{k!} \frac{\partial^k A}{\partial \tau^k} = i\gamma |A|^2 A - \gamma \frac{1}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} (|A|^2 A) - i\gamma T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial \tau} - \frac{\zeta \delta}{2|A|^2} \Theta(\delta) A - i\eta A \int_{-\infty}^{\infty} \delta \Theta(\delta) d\tau$$

Attenuation linéique
Dispersion
Kerr
Raman
Ionisation

SPM, FWM
Auto-raïssement
Perte d'énergie
Phase induite

Légende

Ionisation

$$\eta = \sigma \phi_t A_{eff}^{-1} \quad \delta = |A|^2 - |A_{th}|^2 \quad \zeta = 2\sigma U_I m_e k_0 c^2 / e^2 \quad \phi_t = \omega_{p,max}^2 / 2k_0 c^2$$

Raman/Kerr

T_R : Parameter Raman γ : Coefficient nonlinéaire du Kerr

Attenuation

α : Coefficient d'atténuation de puissance

Figure II-2 : Représentation de l'équation de mouvement et les termes dominants dans la propagation d'une impulsion optique dans un milieu non-linéaire activement Raman et faiblement ionisant.

Nous retrouvons les termes induits par l'effet Kerr, l'effet Raman et l'effet de photo-ionisation. Pour les deux premiers, la définition des termes est donnée plus haut. Pour l'effet d'ionisation, les définitions des termes d'atténuation et de phase peuvent être trouvées dans [87], [88].

Malgré sa simplification, la résolution de cette équation reste dépendante d'un calcul numérique, ce qui ralentit une approche directe de la dynamique physique et la mise en exergue des relations de cause à effet entre les résultats obtenus et le ou les phénomènes causalement dominants. En outre, il est très utile de pouvoir établir des lois d'échelle et des lois prédictives simples dans la perspective de la conception d'une expérience scientifique ou d'un dispositif expérimental ou industriel. Ci-dessous, nous exposons une approche qui réduit l'équation de propagation à un ensemble d'équations différentielles ordinaires, à partir desquelles sont déduites des lois d'échelle analytiques. Ces dernières sont utilisées comme des points de départ dans les travaux présentés ici.

II.3.2. Transformation spectro-temporelle dans un milieu non-linéaire

Afin d'illustrer l'effet de chaque terme dans l'Eq. II-29, nous procédons par la méthode dite des moments [89] [90]. Cette méthode traite l'impulsion comme une particule où l'énergie E , la position temporelle T , le décalage spectral Ω (par rapport à la fréquence initiale), la moyenne quadratique temporelle de l'impulsion σ^2 et le chirp \tilde{C} sont définis comme suit :

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} |A|^2 d\tau \quad \text{Eq. II-30}$$

$$T = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{\infty} \tau |A|^2 d\tau \quad \text{Eq. II-31}$$

$$\Omega = \frac{i}{2E} \int_{-\infty}^{\infty} \left(A^* \frac{\partial A}{\partial \tau} - A \frac{\partial A^*}{\partial \tau} \right) d\tau \quad \text{Eq. II-32}$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{\infty} (\tau-T) |A|^2 d\tau \quad \text{Eq. II-33}$$

$$\tilde{C} = \frac{i}{2E} \int_{-\infty}^{\infty} (\tau-T) \left(A^* \frac{\partial A}{\partial \tau} - A \frac{\partial A^*}{\partial \tau} \right) d\tau \quad \text{Eq. II-34}$$

Cette méthode implique une connaissance préalable de l'enveloppe de l'impulsion. Il est aussi indispensable que cette enveloppe garde la qualité de cette forme lors de la propagation. C'est-à-dire que seuls les moments définis ci-dessous changent. Cette condition n'est pas trop contraignante car, dans la plupart des configurations de propagation optique non-linéaire, l'enveloppe de l'impulsion optique reste temporellement *presque-homothétique* avec l'impulsion initiale. Ainsi, pour la plupart des impulsions lasers, la structure temporelle d'impulsion peut être réduite à deux formes: gaussienne ou sécante hyperbolique.

Ci-dessous, nous écrivons l'enveloppe A dans le cas d'une forme gaussienne [90]:

$$A(z, t) = \sqrt{\frac{E}{\pi\tau}} \exp\left(-\frac{(t-T)^2}{2\tau^2}\right) \exp\left(-i\Omega(t-T) - \frac{iC(t-T)^2}{2\tau^2}\right) \quad \text{Eq. II-35}$$

et dans le cas d'une forme de sécante hyperbolique:

$$A(z, t) = \sqrt{\frac{E}{2\tau}} \operatorname{sech}\left(\frac{(t-T)}{\tau}\right) \exp\left(-i\Omega(t-T) - \frac{iC(t-T)^2}{2\tau^2}\right) \quad \text{Eq. II-36}$$

Nous notons que le temps t est pris dans le référentiel de l'impulsion. Ces expressions mettent en évidence la durée d'impulsion τ , le décalage fréquentiel de l'impulsion représenté par Ω , le chirp C et le délai T . La durée d'impulsion et son chirp sont représentés par un des moments de la « particule-impulsion » cités plus haut. Ils sont respectivement reliés à σ et à \tilde{C} par $\tau^2 = (12/\pi^2)\sigma^2$ et $C = (12/\pi^2)\tilde{C}$.

L'évolution de chacun des moments nous renseigne sur la transformation spectrale et temporelle de l'impulsion. Par exemple, une augmentation ou une diminution de σ correspond à un élargissement ou rétrécissement de l'impulsion respectivement, alors qu'une variation dans T indique une possible accélération et décélération de l'impulsion durant la propagation. Un changement dans Ω est associé à un décalage spectral de la fréquence centrale de l'impulsion. Un changement dans \tilde{C} implique un changement de la structure de phase à l'intérieur de l'impulsion et/ou un élargissement spectral. Ce dernier, s'explique en rappelant que la fréquence instantanée $\omega(t)$ n'est autre que la dérivée de la phase globale de A ; i.e. $\omega(t) = \partial\Phi/\partial t = \Omega + C(t-T)/\tau^2$, et qu'un changement dans cette fréquence induit un élargissement spectral.

Ci-dessous nous détaillerons ces effets en exploitant les équations différentielles ordinaires déduites à la suite de la substitution de $A(t, z)$ par son expression dans l'Eq. II-29. La Table II-2 liste le système d'équations différentielles ordinaires des moments pour le cas d'une impulsion gaussienne et sécante hyperbolique [87].

Table II-2 : Les équations différentielles ordinaires couplées des moments de l'enveloppe de l'impulsion pour le cas d'une enveloppe gaussienne et sécante hyperbolique.

Enveloppe gaussienne	
$\frac{dE}{dz} = -2\alpha E - \zeta \int_{-\infty}^{\infty} \delta\Theta(\delta) d\tau$	Eq. II-37
$\frac{d\Omega}{dz} = \frac{\gamma E}{2\sqrt{2\pi}\tau^3} \left(T_R + \frac{\Omega}{\omega} \right) - \frac{\eta E}{\sqrt{2\pi}\tau}$	Eq. II-38
$\frac{dT}{dz} = \beta_2 \Omega + \frac{\beta_3}{2} \left(\Omega^2 + \frac{1+C^2}{2\tau^2} \right) + \frac{\gamma E}{2\sqrt{2\pi}\omega\tau}$	Eq. II-39
$\frac{d\tau}{dz} = (\beta_2 + \beta_3 \Omega) \frac{C}{\tau}$	Eq. II-40
$\frac{dC}{dz} = (\beta_2 + \beta_3 \Omega) \frac{1+C^2}{2\tau^2} + \frac{\gamma E}{2\sqrt{2\pi}\tau} \left(1 + \frac{\Omega}{\omega} \right)$	Eq. II-41
Enveloppe sécante hyperbolique	
$\frac{dE}{dz} = -2\alpha E - \zeta \int_{-\infty}^{\infty} \delta\Theta(\delta) d\tau$	Eq. II-42
$\frac{d\Omega}{dz} = \frac{4\gamma E}{15\tau^3} \left(T_R - \frac{5C}{4\omega} \right) - \frac{\eta E}{3\tau} \left(1 - \frac{I_{th}^2}{I} \right)^{3/2}$	Eq. II-43
$\frac{dT}{dz} = \beta_2 \Omega + \frac{\beta_3}{2E} \left(\frac{1+\pi^2 C^2/4}{3\tau^2} + \Omega^2 \right) + \frac{3\gamma E}{2\omega\tau}$	Eq. II-44
$\frac{d\tau^2}{dz} = 2(\beta_2 + \beta_3 \Omega) C$	Eq. II-45
$\frac{dC}{dz} = (\beta_2 + \beta_3 \Omega) \frac{4/\pi^2 + C^2}{\tau^2} + \frac{2\gamma E}{\pi^2 \tau} \left(1 + \frac{\Omega}{\omega} \right)$	Eq. II-46

II.3.2.1. Effets dispersifs

Le premier concerne un milieu sans effet non-linéaire. Un examen des équations de la Table II-2 montre qu'en l'absence des effets non-linéaires, il n'y a pas de décalage spectral. Seuls, les termes dispersifs et de chirp y jouent un rôle. Dans le cas d'une enveloppe gaussienne, on déduit facilement de cette manière l'élargissement qui apparait au court de la propagation [91]:

$$\tau = \tau_0 \sqrt{1 + \frac{\text{sgn}(\beta_2) C_0 z}{l_2} + \left(\frac{z}{L_{GD}} \right)^2} \quad \text{Eq. II-47}$$

où $l_2 = L_D = \frac{\tau_0^2}{|\beta_2|}$ couramment appelée longueur de dispersion. Nous notons que nous utiliserons la notation l_2 et L_D de façon interchangeable dans ce chapitre. Nous introduisons ci-dessous les longueurs de dispersion par :

$$L_{GD} = \left(\frac{1}{L_2^2} + \frac{1}{L_3^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad \text{Eq. II-48}$$

$$L_2 = l_2 (1 + C_0^2 + \text{sgn}(\beta_2) \delta_2)^{-\frac{1}{2}} \quad \text{Eq. II-49}$$

$$L_3 = l_3 \left[(1 + C_0^2)^2 + C_0 \delta_3^p + \left(\frac{C_0 T_R}{\tau_0} - \frac{1 + C_0^2}{8\omega\tau_0} \right) \delta_3 - \frac{2\sqrt{3}}{\omega^2 \tau_0^2} \delta_3^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad \text{Eq. II-50}$$

$$l_3 = \frac{\tau_0^3}{\beta_3}$$

Ici, L_{GD} est la longueur de dispersion généralisée à l'ordre 3. Les équations montrent la contribution relative entre β_2 et β_3 , mais font aussi intervenir le terme de chirp, de Raman et d'autres liés aux effets non-linéaires de Kerr et de plasma. Ci-dessous, nous exprimons les longueurs non-linéaires, L_{NL} , et de plasma, L_p , ainsi les ratios δ_2 , δ_3 et δ_3^p :

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_c},$$

$$L_p = \frac{1}{\eta E},$$

$$\delta_2 = \frac{l_2}{L_{NL}}, \delta_3 = \frac{l_3}{L_{NL}}, \delta_3^p = \frac{l_3}{L_p},$$

Les expressions ci-dessus illustrent clairement que l'effet dispersif est couplé avec les effets non-linéaires.

Si l'on se limite à une dispersion d'ordre 2, β_2 , et que l'on supprime les effets d'ionisation η et Raman T_R , on retrouve l'expression bien connue [77] :

$$\tau(z) = \tau_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{L_2} \right)^2} \quad \text{Eq. II-51}$$

Eq. II-51 met en évidence l'importance du signe de β_2 dans l'élargissement ou rétrécissement temporel dans l'impulsion. Pour un β_2 positif (dispersion normale), l'impulsion s'étale en accord avec l'effet connu de la dispersion. Cependant, pour un β_2 négatif (dispersion anormale), l'impulsion peut être comprimée à un niveau proportionnel au chirp initial et à la longueur de propagation. La durée minimale sera limitée par la dispersion d'ordre trois, illustrée par le troisième terme de la racine dans l'équation.

De par cette simplification, on peut exprimer la phase de l'impulsion ϕ_{β_2} :

$$\phi_{\beta_2}(z, \tau) = -\text{sgn}(\beta_2) \frac{\left(\frac{z}{L_2} \right) \tau^2}{1 + \left(\frac{z}{L_2} \right)^2 \tau_0^2} + \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\text{sgn}(\beta_2) \frac{z}{L_2} \right) \quad \text{Eq. II-52}$$

et en retour la fréquence instantanée :

$$\delta\omega(\tau) = -\frac{\partial\phi_{\beta_2}}{\partial\tau} = \text{sgn}(\beta_2) \frac{\frac{2z}{L_D}}{1 + \left(\frac{z}{L_D}\right)^2} \tau^2 \quad \text{Eq. II-53}$$

On remarque que l'élargissement spectral associé, qui dans le cas d'une impulsion symétrique s'écrit comme $\Delta\omega = |\delta\omega(T_0 + \tau_0/2) - \delta\omega(T_0 - \tau_0/2)|$, est nul, ce qui est attendu en raison de l'absence de non-linéarité optique.

Les effets de la dispersion sont donc multiples. Le premier est donc le *chirp* généré par la dépendance temporelle de la phase, qui peut être positif ou négatif selon le signe du paramètre β_2 . Le second est l'élargissement de l'impulsion dans le domaine temporel.

De manière générale, le *chirp* dû à la dispersion est négatif, et son impact sur le champ est présenté en Figure II-3. La durée de l'impulsion est prise à 3,4 fs et à une valeur de *chirp* $C_0 = -4$.

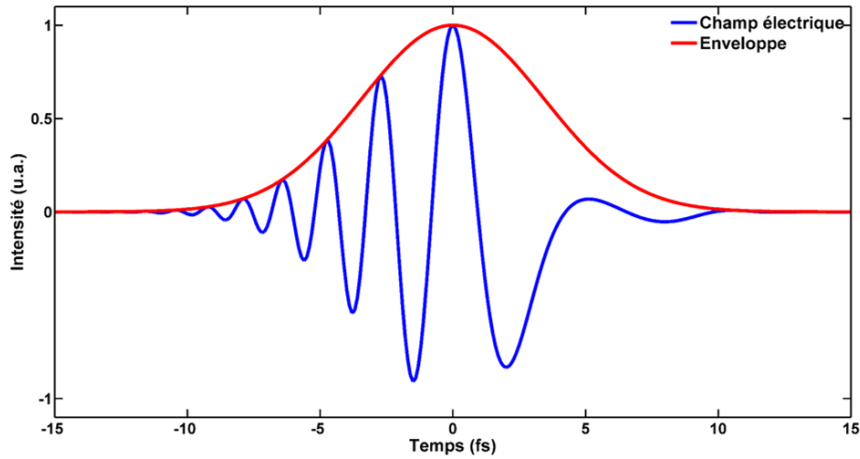


Figure II-3 : Champ possédant un *chirp* négatif, *downchirpé*. L'impulsion de 3,4 fs subit un *chirp* de -4.

II.3.2.2. Décalage spectral

De la même manière, on peut examiner l'évolution du terme Ω en présence d'effets non-linéaires. A cet effet nous prenons le cas d'une impulsion sécante hyperbolique plus représentative pour ce genre de cas (voir section ci-dessous sur l'effet solitonique). Une expression analytique peut être déduite [91], mais elle est trop encombrante pour être reproduite ici ou pour offrir un aperçu des causes et conséquences des différents termes. Alternativement, nous considérons le cas où la durée évolue très peu ; c'est le cas d'une auto-compression par effet solitonique, ce qui donne l'expression suivante [87] :

$$\Omega = -\frac{2\gamma^2 T_R E^4 z}{15\tau^4 |\beta_2|} + \frac{\eta E z}{3\tau} \left(1 - \frac{2A_{th}^2 \tau}{E}\right)^{\frac{3}{2}} \quad \text{Eq. II-54}$$

Le premier terme du côté droit de l'égalité représente l'effet Raman alors que le deuxième résulte de la photo-ionisation. Nous remarquons, en plus de l'effet du décalage spectral dû à la diffusion Raman et la présence de plasma dans le milieu de propagation, que le décalage est induit par les deux effets. Il est d'ailleurs bien établi, depuis les travaux de Gordon, que

l'effet Raman cause un décalage vers « le rouge » dont l'amplitude est donnée par la formule de Gordon. Celle-ci est retrouvée à partir de Eq. II-54 si l'on supprime les termes d'ionisation, qu'on écrit ci-dessous [90]:

$$\Omega = -\frac{8T_R|\beta_2|z}{15\tau^4} \quad \text{Eq. II-55}$$

De ces expressions ressort clairement le caractère « red-shift » de la contribution Raman, et « blue-shift » de l'ionisation. La Figure II-4 illustre ce décalage spectral en montrant l'évolution de la fréquence de décalage normalisée $\Omega(\beta_3/|\beta_2|)$ en fonction de la longueur de propagation normalisée $L/|L_D|$, et pour plusieurs cas d'ionisation. Ici, nous avons pris des valeurs de dispersion et d'impulsion représentatives de certaines conditions expérimentales de nos travaux. L'impulsion optique est prise avec une énergie de 40 μJ , une durée de 250 fs et centré à 1030 nm. Les valeurs de la dispersion sont $\beta_2 = -480 \text{ fs}^2/\text{m}$, et $\beta_3 = 1450 \text{ fs}^3/\text{m}$, valeurs qu'on peut retrouver dans une fibre creuse de type Kagomé remplie d'air (voir chapitre 3). Par conséquent, nous prenons $n_2=3 \times 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{W}$, $T_R=61 \text{ fs}$. Quant à l'aire modale, elle est prise pour une fibre de 50 μm de diamètre. La figure montre que suivant le taux d'ionisation, on peut contrôler aussi bien l'amplitude que le gradient du décalage, ainsi que sa « direction spectrale » de telle façon qu'un contrôle judicieux entre l'effet Raman et de plasma peut être un moyen de stabiliser spectralement la propagation d'un soliton (voir chapitre V sur l'impact de la combinaison de la diffusion Raman et le plasma).

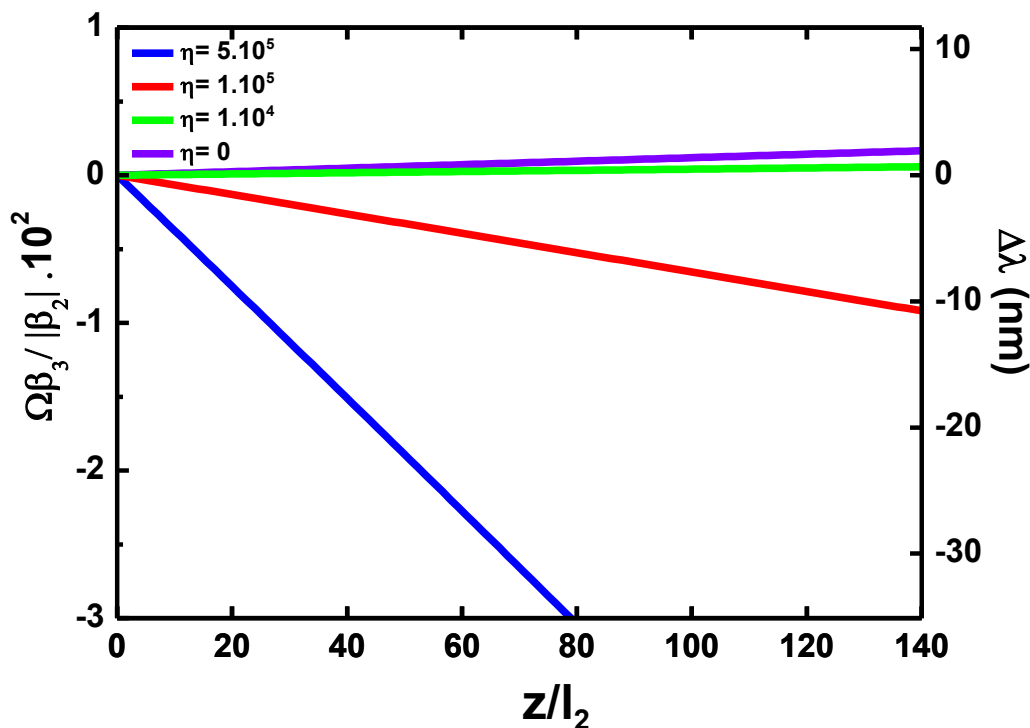


Figure II-4 : Décalage fréquentiel pour la propagation d'impulsion de 250 fs, dans une fibre remplie d'air (non-linéarité $\gamma = 2,7 \cdot 10^{-8} \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$, $T_R = 60 \text{ fs}$, $\text{GVD} = -480 \text{ fs}^2/\text{m}$ et $\text{TOD} = 1450 \text{ fs}^3/\text{m}$) pour différents paramètres d'ionisation.

II.3.2.3. Elargissement spectral et auto-modulation de phase

En rappelant que pour une impulsion symétrique et en forme de « cloche », l'élargissement spectral peut s'écrire de façon très approximative comme suit $\Delta\omega = |\delta\omega(T_0 + \tau_0/2) - \delta\omega(T_0 - \tau_0/2)|$, il est aisé de trouver $\Delta\omega \approx |C/\tau|z$. Cette expression est suffisante pour avoir un aperçu de l'effet de chaque terme de notre équation de mouvement sur la dynamique de propagation.

Tout d'abord, l'expression $\Delta\omega$ montre que les évolutions de la durée d'impulsion et du chirp sont des facteurs dominants dans l'élargissement spectral. Reprenons le cas d'une impulsion gaussienne, et procédons par méthode variationnelle de premier ordre. On peut déduire l'expression du chirp à partir de l'Eq. II-41. Dans le cas où la diffusion Raman, la photo-ionisation et β_2 sont ignorées, l'expression se réduit à $(E\gamma/\tau^2\sqrt{2\pi})z + (C_0/\tau^3)z$. On retrouve ici une expression consistante avec celle $\Delta\omega_{SPM} \approx (\gamma P_p/\tau)L_{eff}$ [77] de l'élargissement spectral par auto-modulation de phase, ou SPM (pour l'anglais *Self-Phase Modulation*). Ici, P_p et L_{eff} sont la puissance crête de l'impulsion et la longueur effective de propagation. La largeur de spectre a été déduite en prenant le maximum de la fréquence instantanée.

En plus de générer de nouvelles longueurs d'onde autour de la longueur d'onde centrale, le terme du chirp dans l'expression de la phase non-linéaire subit un changement dans sa structure temporelle. Cette dépendance temporelle de la phase cumulée à la propagation amène à la création d'un *chirp* à quoi s'ajoute un élargissement spectral. Le *chirp* généré par SPM est lui positif, nous parlerons d'une impulsion « upchirpée », présentée en Figure II-5.

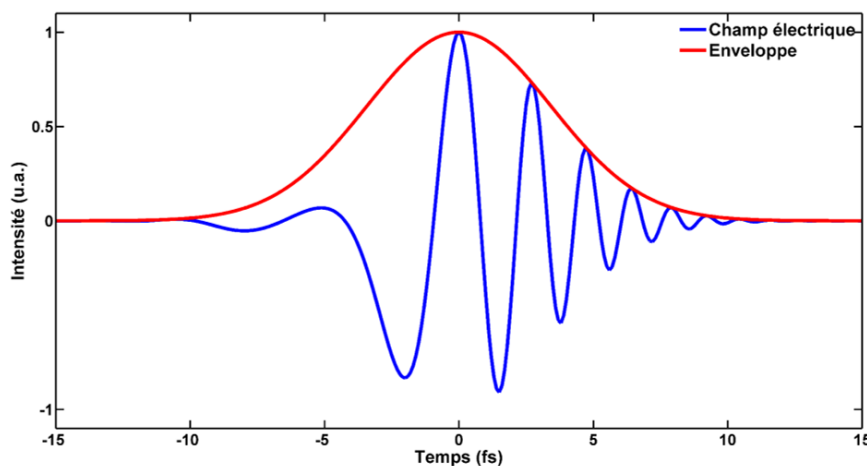


Figure II-5 : Champ possédant un *chirp* positif, *upchirpé*. Impulsion de 3,4 fs subissant les effets d'un *chirp* de valeur 4.

Pour conclure sur cette section, nous avons réduit l'équation de propagation à de simples équations différentielles en suivant la méthode des moments. En prenant certains exemples simples, nous avons mis en évidence les paramètres de dispersion et de non-linéarité optique qui sous-tendent un étalement ou un rétrécissement temporel de l'impulsion ainsi que de l'élargissement ou structuration du spectre.

Ci-dessous nous poursuivons cette étude globale en la complétant par un rappel d'autres phénomènes susceptibles d'influer la propagation et la compression d'une impulsion ultra-courte.

II.3.2.4. Autres phénomènes de propagation optique non-linéaire

En outre, d'autres phénomènes optiques non-linéaires peuvent intervenir dans la dynamique de la propagation d'une impulsion, avec des effets spectro-temporels importants. Nous listons ici ceux qui sont susceptibles de jouer un rôle dans notre configuration de propagation d'impulsion sub-picoseconde dans une fibre creuse remplie de gaz.

Mélange d'onde (FWM)- Dans des conditions d'accord de phase particulier (voir plus haut) des phénomènes tels que le mélange à quatre ondes (FWM) ou la génération de troisième harmonique (THG) peuvent être générés. Ces phénomènes sont utiles surtout dans la conversion de fréquence des impulsions, sujet qui déborde le cadre de ces travaux. Par conséquent, au vu de la difficulté pour façonner la dispersion et en déduire un accord de phase précis, nous ignorons ces effets lors de nos travaux.

Diffusion Raman stimulée (SRS)- En plus de l'effet d'auto-décalage spectral, la diffusion Raman Stimulée peut générer des lignes fréquentielles, $\omega_n = \omega \pm n\Omega_R$, pouvant même aboutir à des peignes de plusieurs octaves [92]. Le spectre dans SRS est généré depuis le bruit quantique, et par conséquent peut être une source de bruit de phase dans le champ généré. Cela compromet la compression temporelle qui nécessite une cohérence de phase entre les composants du spectre. Cependant, comme nous le verrons dans le chapitre IV, le phénomène SRS est fortement dépendant de la durée de l'impulsion, et devient négligeable devant l'effet Kerr pour des durées d'impulsion inférieures à 1 ps pour des gaz tels que, l'air, l'azote ou l'oxygène.

Instabilité modulationnelle- Dans le cas des fibres, un autre phénomène est susceptible d'apparaître : l'instabilité modulationnelle (IM) [77].

Lorsqu'une onde optique se propage dans une fibre elle devient instable à cause de l'amplification d'un bruit, provenant par exemple des fluctuations du vide ou d'une autre source optique présente au sein de la fibre. L'IM se traduit temporellement par une modulation du signal incident et spectralement par l'apparition de deux bandes latérales qui s'amplifient d'une façon exponentielle au cours de la propagation. Le processus d'IM est régi par une condition d'accord de phase. Elle a été largement étudiée et démontrée en régime anormal ($\beta_2 < 0$) et dans le cas du régime normal au voisinage du ZDW où la dispersion d'ordre 4 ($\beta_4 < 0$) vient compenser le désaccord de phase. Pour le premier cas, la condition d'accord de phase, $\beta_2\Omega^2 + 4\gamma P = 0$ (où P est la puissance crête de l'impulsion initiale), nécessaire pour l'IM, se traduit par l'expression suivante des fréquences où l'IM est optimale $\Omega_{opt} = \pm\sqrt{2\gamma P/|\beta_2|}$. Tandis que pour le régime de dispersion normale proche de ZDW, cette fréquence se transforme à $\Omega_{opt} =$

$$\sqrt{2\sqrt{3(3\beta_2^2 - 2\beta_4\gamma P)|\beta_4|^{-1}} - 6\beta_2\beta_4^{-1}}.$$

A l'instar de la DRS, L'IM est souvent observée pour des impulsions dont la durée est de l'ordre de la nanoseconde ou plus large. Récemment, cependant, des travaux théoriques ont montré un autre type d'IM induite par plasma. Avec ce type de configuration, l'IM peut exister dans les deux régimes de dispersion normale et anormale, et pour toute fréquence, même lorsqu'il n'y a pas de dispersion d'ordre supérieur [93]. Le chapitre V porte sur des résultats de compression où le rôle de ce type d'IM est discuté.

Soliton et effets solitoniques- Le soliton correspond à un état de propagation singulier où l'impulsion ne subit pas de transformation spectro-temporelle, du moins en principe. Aussi, le soliton est une fonction propre de l'équation ESNL citée ci-dessus. Ces propriétés font du

soliton un sujet d'intérêt dans plusieurs domaines, y compris pour comprimer des impulsions optiques. Par conséquent, il sera un des thèmes centraux dans ces travaux dont l'objectif est la conception de compresseur d'impulsion USP à base de fibre photonique creuse.

Le soliton résulte d'un effet de compensation entre les effets dispersifs et l'effet Kerr. Ceci devient possible dans un régime de dispersion anormale ($\beta_2 < 0$), et ESNL peut être formulée comme une équation aux valeurs propres. En fait, dans ce cas, l'ESNL présente N solutions propres et dont la forme est $A(z, t) = N \times A(0, t) \operatorname{sech}(t/\tau) \exp(i(z/2L_D))$. Ici le nombre de solitons N est directement lié au ratio δ_2 entre la longueur de dispersion et la longueur non-linéaire, vu plus haut, par $N = \sqrt{\delta_2} = \sqrt{l_2/L_{NL}}$.

En conséquence, l'existence d'un soliton est aussi fixé par l'inégalité $N \geq 1$, autrement dit $L_D = l_2 > L_{NL}$. Comme on le verra ci-dessous et en détail dans le chapitre III, la fibre creuse est une plateforme idéale pour la génération de soliton avec une dispersion anormale et de valeur faible sur un large intervalle spectral, avec L_D pouvant atteindre plusieurs km.

Aussi, la génération du soliton est accompagnée de phénomènes non-linéaires spécifiques. Parmi ceux-là, nous notons l'auto-décalage fréquentiel Raman qui est fortement associé à la présence de soliton [77], comme d'ailleurs le décalage fréquentiel dû au plasma. En outre, la propagation solitonique peut exhiber un phénomène de fission de solitons, qui a été proposé comme explication à la génération de supercontinuum [94]. Dans le cas où $N > 1$, un soliton se « casse » en différentes ondes avec des fréquences décalées vers le rouge et différentes vitesses de groupe.

Enfin, ce décalage fréquentiel vers le rouge d'un soliton est aussi associé à une génération d'ondes à une fréquence ω_{DW} par un phénomène appelé « rayonnement solitonique » ou onde dispersive (DW pour l'anglais *dispersive wave*), ou encore rayonnement non-solitonique. Ce phénomène est un mélange d'ondes dont la condition d'accord de phase est : $\Delta\beta = \beta_{DW} - \beta_{soliton} = 0$. Ici β_{DW} la constante de propagation à ω_{DW} , et $\beta_{soliton}$ est la constante de propagation non-linéaire du soliton :

$$\beta_{soliton} = \beta(\omega_s) + (\omega_{DW} - \omega_s)/v_g + (\gamma P - \omega_p n_e / 2nn_t)(\omega_{DW}/\omega_s) \quad \text{Eq. II-56}$$

Ici, ω_s et v_g et P sont la fréquence, la vitesse de groupe et la puissance crête du soliton respectivement et n l'indice du milieu à ω_s . L'équation montre bien le rôle de la non-linéarité optique typique aux milieux diélectriques à effet Kerr et Raman à travers le terme γP , mais aussi celui de la photo-ionisation pour les milieux ionisables à travers le terme $\omega_p n_e / 2nn_t$. Pour le cas des fibres creuses remplies de gaz, les deux effets doivent être considérés. Aussi, comme nous le verrons ci-dessous, la dispersion des fibres creuses est spectralement structurée et fortement contrôlable (cf. chapitre III). Ceci offre un terrain propice à la génération de DW. Cependant, dans le cadre précis de nos travaux, il apparaît que ce phénomène s'accorde mal avec la conception de certains compresseurs, surtout pour des applications industrielles ; et ce en raison de la difficulté de contrôle de la compression de ce genre d'impulsions.

Cela représente, néanmoins, un sujet de recherche très intéressant recelant un fort potentiel pour la génération d'impulsions ultra-courtes dans l'ultra-violet par exemple [61], [95].

II.4. Propagation dans une fibre à cœur creux

Nous venons de développer une série d'équations assez générales et « linearisées » sur la propagation d'impulsions ultra-courtes dans un milieu possédant une réponse optique non-linéaire de type Kerr et Raman et faiblement ionisable. Ces équations nous ont permis de mettre en évidence l'effet des paramètres de dispersion et non-linéaire sur l'élargissement ou le rétrécissement temporel d'une impulsion optique ainsi que sur la structure et la largeur du spectre. Nous allons ci-après appliquer ces données théoriques à un cas plus concret : la propagation d'une impulsion dans une fibre à cœur creux.

II.4.1. Particularité d'une fibre à cœur creux

Avant d'entrer dans les détails « géométriques » d'une fibre à cœur creux, ce qui sera fait dans le chapitre III, nous pouvons tout d'abord nous intéresser aux différences entre une fibre standard dont le cœur est plein et composé de silice, et une fibre creuse remplie de gaz. L'indice effectif de cette fibre creuse peut être très bien approximé par l'équation suivante [96] :

$$n_{eff} = n_a - \frac{j^2}{2k_0^2 n_a R^2} - \frac{j^2 \cot(\phi)}{k_0^3 n_a^2 R^3 \sqrt{\epsilon - 1}} \cdot \begin{cases} 1 & TE \\ \epsilon & TM_{0n} \\ \frac{\epsilon + 1}{2} & HE/EH_{mn} \end{cases} \quad \text{Eq. II-57}$$

avec $j = \begin{cases} j_{1n} & TE/TM_{0n} \\ j_{m-1,n} & HE_{mn} \\ j_{m+1,n} & EH_{mn} \end{cases}$ correspondant aux différentes racines de Bessel, n_a l'indice du gaz

contenu dans la fibre, R rayon du cœur la fibre et $\epsilon = \left(\frac{n_{silice}}{n_a}\right)^2$. A noter que l'épaisseur de la silice formant la structure de la gaine est contenue dans la fonction $\cot(\phi)$ (voir [96]). Les valeurs d'indices effectifs seront aussi bien trouvées pour le mode fondamental que pour les modes d'ordres supérieurs par le choix des racines de Bessel j .

Les termes de dispersion d'ordre 2 (GVD) et d'ordre 3 (TOD) sont donc:

$$\beta_2 = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{\partial^2 n_{eff}}{\partial \lambda^2} \quad \text{Eq. II-58}$$

$$\beta_3 = -\frac{\lambda^4}{(2\pi c)^2} \left(3 \frac{\partial^2 n_{eff}}{c \partial \lambda^2} + \lambda \frac{\partial^3 n_{eff}}{\partial \lambda^3} \right) \quad \text{Eq. II-59}$$

Les Figure II-6 (a) et (b) montrent les spectres de n_{eff} (courbes bleues) et de GVD (courbes rouges) pour une fibre creuse de type Kagomé et une fibre conventionnelle ayant le même rayon de cœur de 27.5 μ m. Pour la fibre creuse, l'épaisseur de silice, t , formant la microstructure de gaine est fixée à 680 nm. Les détails sur la conception, la fabrication et les paramètres géométriques pour contrôler le spectre de dispersion de cette fibre seront exposés dans le chapitre III. Concernant la fibre conventionnelle, elle est représentée par un barreau de silice suspendu dans l'air.

Une comparaison des courbes de dispersion des deux fibres montre une grande différence dans les valeurs et la structure de la dispersion. Pour la fibre conventionnelle, nous retrouvons la courbe typique de dispersion de fibres dites SMF (*pour Single-Mode Fiber*), avec une GVD positive pour des longueurs d'ondes inférieures à 1272 nm, avec une seule longueur d'onde à zéro GVD (ZDW), et des valeurs de l'ordre de 10⁶ fs²/m. Tandis que la fibre creuse montre

un spectre de GVD avec plusieurs zones normales et anormales, et par conséquent autant de ZDW, avec des valeurs de dispersion $<1000 \text{ fs}^2/\text{m}$ sur une large partie du spectre de transmission. En effet, une fibre type Kagomé commercialisée par GLOphotonics montre à 1030 nm une GVD proche de $-480 \text{ fs}^2/\text{m}$, tandis que pour la fibre silice, la GVD est proche de $55\,000 \text{ fs}^2/\text{m}$. Il est également possible d'observer des résonnances dues à l'épaisseur des ponts de silice entourant le cœur. Ces résonnances détermineront également les bandes de transmissions de la fibre, nous le détaillerons dans le chapitre III.

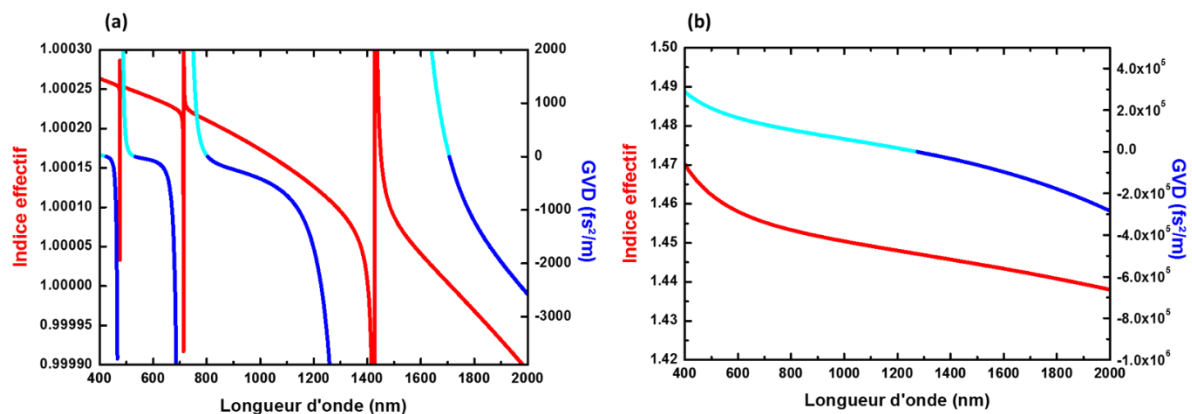


Figure II-6 : Représentation de l'indice effectif et de la GVD pour (a) une fibre Kagomé de 27,5µm de cœur ; (b) une fibre silice de 27,5 µm de cœur.

A noter que cette « fibre conventionnelle » ne sert ici que de comparaison à rayon modal comparable. Une fibre SMF commercialement disponible possède quant à elle une GVD proche des $18\,000 \text{ fs}^2/\text{m}$ à 1030 nm. Cette valeur de GVD reste, cependant, plus élevée que pour la fibre creuse. Aussi, le rayon du cœur d'une SMF est trop petit pour des énergies d'impulsions $>n\text{J}$ (voir chapitre I). La Figure II-7 montre l'élargissement temporel que subira une impulsion durant sa propagation dans la fibre creuse (courbe rouge) et la fibre conventionnelle (courbe bleue) à 1030 nm. Les résultats nous montrent qu'après 5 m de propagation la durée est élargie plus de 100 fois pour la fibre solide. La fibre Kagomé quant à elle permet une propagation sur plusieurs mètres sans présenter de trop fortes distorsions temporelles. Après 10 m de propagation l'impulsion s'élargit d'un facteur 8. De plus il est bon de noter que la valeur de GVD utilisée pour la Kagomé provient d'une fibre remplie d'air ambiant, et que l'ajout ou le retrait de gaz permet de modifier cette valeur et de la réduire si besoin.

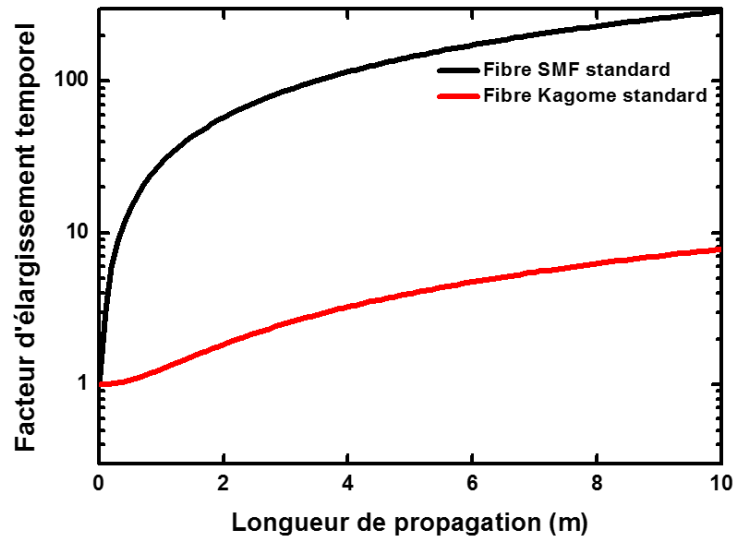


Figure II-7 : Facteur d'élargissement temporel durant la propagation d'une impulsion de 250 fs au travers une fibre SMF standard et Kagomé standard.

II.4.2. Régime de propagation d'une impulsion dans une fibre creuse

Ici nous reprenons l'ESNL (Eq. II-29) avec des paramètres représentatifs d'une propagation au sein d'une fibre photonique creuse. Pour observer les phénomènes non-linéaires et dispersifs, nous résolvons l'ESNL numériquement. Nous utilisons la méthode SSF (*Split-Step Fourier*). Aussi, nous considérons des conditions de propagation monomodale d'une impulsion de durée de 250 fs, centrée à 1030 nm. Pour le milieu de propagation, il représente une fibre Kagomé de 60 μm de diamètre, remplie d'air ou complètement évacuée, et d'une longueur variant parmi 1 m, 4 m, 10 m ou 60 m suivant les conditions de propagation pour renforcer les effets que nous souhaitons mettre en évidence. De même, l'énergie de l'impulsion est choisie parmi 1 μJ , 7 μJ ou 100 μJ afin de renforcer l'impact des effets à observer. L'impulsion possède ici un profil en sécante hyperbolique.

II.4.2.1. Effets purement dispersifs

La Figure II-8 montre les transformations spectro-temporelles subies par une impulsion lors d'une propagation de 60 m dans le cas d'absence totale d'effets non-linéaires. Ceci est réalisé en supprimant les termes non-linéaires de Kerr, Raman et de plasma de l'ESNL. La dispersion a été introduite en se limitant aux effets de dispersion d'ordre 2 (i.e. GVD) et d'ordre 3 (i.e. TOD) déduites des équations Eq. II-58 Eq. II-59. La représentation de l'évolution se fait dans le domaine temporel, (colonne de gauche), et spectral (colonne de droite). Sont représentées également les impulsions initiales et finales (en bas et en haut de chaque cartographie spatiale de l'évolution).

Les résultats montrés en Figure II-8(a) et (b) sont obtenus avec le terme en β_2 , seul coefficient non-nul dans la série de Taylor Eq. II-27. Dans le cas de Figure II-8(a), la valeur est prise des spécifications de la fibre Kagomé PMC-YB de GLOphotonics qui donne $\beta_2 = -480 \text{ fs}^2/\text{m}$ à 1030 nm. Par conséquent l'impulsion se trouve dans un régime de dispersion anormal. Ici, la propagation se fait sur 60 m afin de laisser aux effets dispersifs le temps, ou plutôt la distance, de s'établir. Comme attendu, aucun effet spectral n'est observé. Au bout de ces 60m, La durée de l'impulsion a augmenté à 432 fs. Les résultats montrent un léger chirp négatif,

correspondant à $C = -1.5\pi$. Des résultats similaires sont obtenus pour une GVD positive avec est $\beta_2=+480 \text{ fs}^2/\text{m}$, où la durée de l'impulsion s'élargit à 439 fs, alors que le paramètre du chirp, C , reste identique à la valeur trouvée dans le cas d'une GVD négative ; seul le signe change. Cette configuration de valeur de $\beta_2=+480 \text{ fs}^2/\text{m}$, peut être obtenue avec la même fibre commerciale citée ci-dessus, moyennant une longueur d'onde de l'impulsion autour de 750 nm (voir Figure II-8 (a)). De plus, la fibre peut être dimensionnée et fabriquée pour avoir un $\beta_2=+480 \text{ fs}^2/\text{m}$ à 1030 nm. Cette flexibilité dans le contrôle des paramètres de la fibre sera exploitée tout au long de ces travaux.

La Figure II-8 (c) présente les effets de dispersion d'ordre 3. Ici, la GVD est fixée à zéro. Vue la très faible valeur de la dispersion (prise de la fibre commerciale, $\beta_3= 1330 \text{ fs}^3/\text{m}$ à 1030 nm), la durée de l'impulsion en entrée est réduite à 30 fs afin d'exacerber l'effet à un niveau observable. Nous constatons qu'après une propagation de 60 m, le profil temporel montre des oscillations sur le flanc arrière de l'impulsion, avec des lobes sur ce flanc, s'étalant sur une durée de plus de 150 fs. Par ailleurs, l'élargissement se fait de façon asymétrique avec une décélération de l'ensemble de l'impulsion, correspondant approximativement à 30 fs sur les 60 m de propagation.

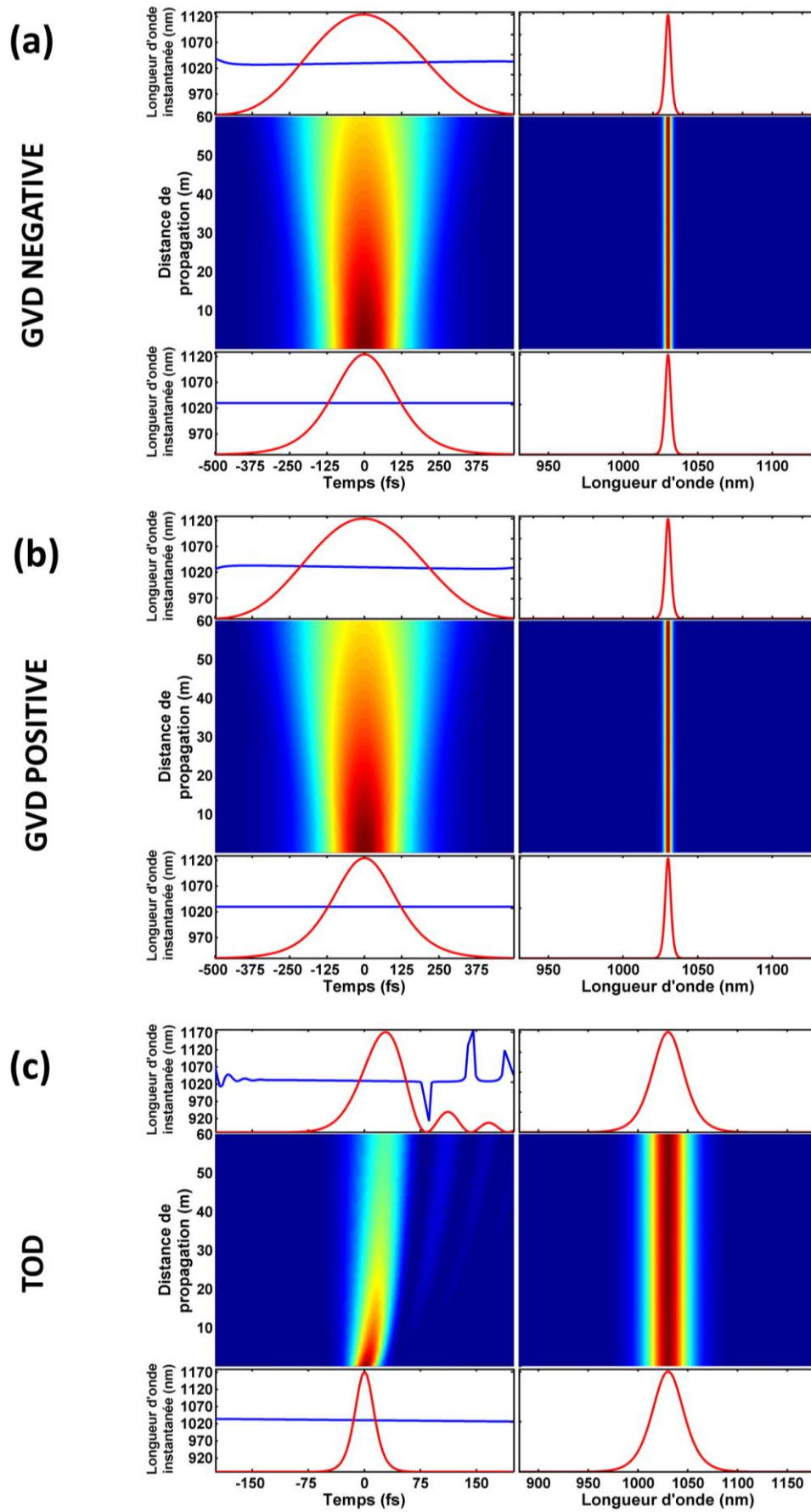


Figure II-8 : Effets de la GVD et de la TOD sans effet non-linéaire dans le domaine temporel et spectral.

Les résultats obtenus ici, illustrent plusieurs points. En plus des effets attendus et montrés ci-dessus, ils renseignent sur les qualités de la fibre pour guider des impulsions ultra-courtes sans que nous observions d'effets importants de distorsion temporelle. Ces effets peuvent être encore réduits en évacuant le gaz contenu dans la fibre.

II.4.2.2. Effets Exclusivement Kerr– SPM

La Figure II-9 montre l'évolution spectro-temporelle d'une impulsion de 250 fs et sans chirp dans le cas où le milieu ne possède pas de réponse Raman ni de caractère ionisable. Le seul effet non-linéaire est celui du Kerr. Ce cas peut se retrouver avec tous les gaz nobles (ex. He, Ar, Xe...) pour des intensités inférieures au seuil de photo-ionisation. Ici, nous gardons l'expression de l'indice de l'air ambient, nous fixons l'énergie de l'impulsion à 40 μJ et la longueur de la fibre à 1m. Nous procédons à l'examen de quatre configurations.

La première concerne l'évolution de l'impulsion en absence de toute dispersion (Figure II-9(a)), la deuxième présente le cas où l'effet Kerr est en présence d'une dispersion normale ($\beta_2=+480 \text{ fs}^2/\text{m}$), la troisième correspond à une GVD négative ($\beta_2=-480 \text{ fs}^2/\text{m}$). Enfin, le quatrième cas explore l'effet d'une auto-modulation de phase (SPM) en présence de la TOD.

Pour le premier cas (Figure II-9 (a)), l'évolution spectro-temporelle le long de la propagation montre les caractéristiques typiques d'une auto-modulation de phase. Un élargissement spectral symétrique avec la formation de lobes latéraux centrés par rapport à la longueur d'onde de l'impulsion initiale est observé. Avec nos paramètres, nous trouvons une largeur de bande de plus de 60 nm. La trace temporelle n'évolue pas, ce qui est prévisible en l'absence de GVD. Cependant, nous observons la formation d'un chirp positif (courbe bleu foncé). La figure montre aussi la trace temporelle quand l'impulsion passe par une optique de post-compression avec une dispersion dans le retard de groupe (i.e. GDD pour l'anglais Group Delay Dispersion) -1300 fs^2 (courbe rose). L'impulsion finale est comprimée à une durée de 38 fs, soit un facteur de compression de plus de 6.5. A noter qu'un GDD de -1300 fs^2 est facilement réalisable avec un verre de silice d'épaisseur de 5-10 μm . La courbe bleu clair montre quant à elle le chirp après cette post-compression. Le code couleur est le même pour l'exemple suivant.

Figure II-9 (b) présente le cas de la présence d'une dispersion normale. Nous retrouvons la même évolution spectrale que pour le cas précédent. Cependant, temporellement, l'impulsion s'élargit d'un facteur 2, approximativement, tout en montrant un chirp positif comparable à celui trouvé dans le cas de SPM sans dispersion. Une post-compression avec le même GDD que ci-dessus (i.e. -1300 fs^2) donne une impulsion comprimée de 44 fs. Ce résultat illustratif montre le fait suivant : autant la post-compression dans le premier cas est purement hypothétique, car reposant sur une absence de dispersion avec effet non-linéaire, autant le régime de dispersion normale reste un moyen performant de compression d'impulsion ultra-courte par voie d'une compensation du chirp. Nous verrons dans les chapitres VII et VIII comment cette propriété est exploitée dans le développement de modules de compression d'impulsions ultra-courtes aussi bien avec une gamme de longueurs d'ondes dans l'infrarouge que dans l'UV

Le troisième cas (Figure II-9 (c), SPM combiné avec une dispersion anormale) se distingue des deux configurations précédentes aussi bien dans la structure spectrale que temporelle de l'impulsion finale. Ici la structure du spectre montre des lobes centraux supplémentaires, et la trace d'impulsion montre un phénomène d'auto-compression. Le profil de l'impulsion montre

une enveloppe différente de la sécante hyperbolique de l'impulsion initiale et une durée représentée par le FWHM de 100 fs, soit 2,5 fois plus courte que l'impulsion à l'entrée.

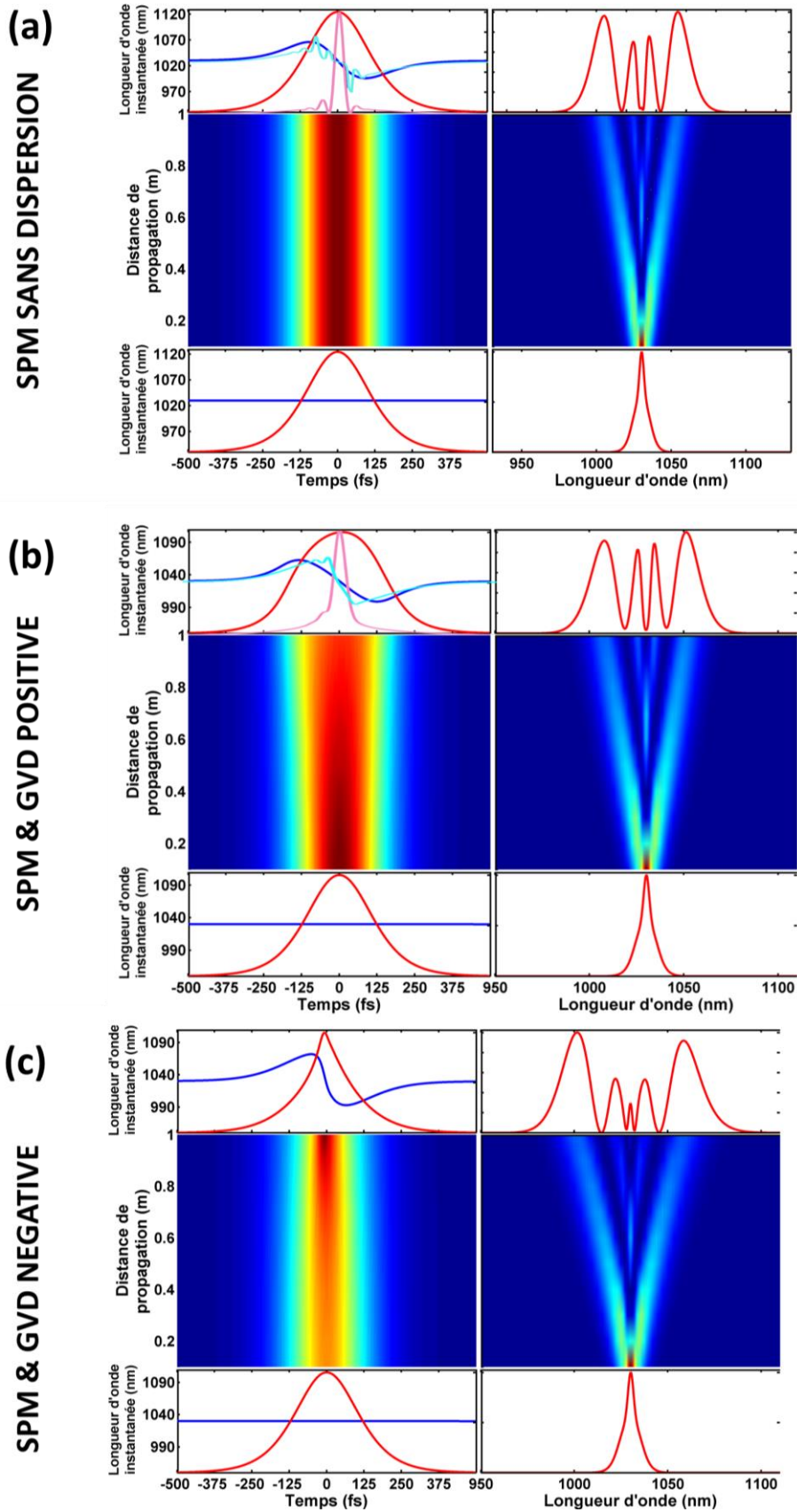


Figure II-9 : Effets non-linéaires de type exclusivement Kerr (SPM) sur l'évolution temporelle (colonne gauche) et spectrale (colonne droite) sur impulsion d'énergie de 100 μ J le long d'une fibre creuse de 1 m de long, en absence de dispersion (a), en présence d'une GVD positive, $\beta_2=+480$ fs²/m (b) et en présence de GVD négative, $\beta_2=-480$ fs²/m (c).

Pour finir sur l'effet d'auto-modulation de phase, la Figure II-10 traite du cas d'une SPM en présence d'une TOD pure ($\beta_2=0$, $\beta_3= 1330\text{fs}^3/\text{m}$ à 1030 nm). Ici, comme pour la configuration dispersive sans non-linéarité, nous avons pris une impulsion plus courte (30 fs), une fibre plus longue (4 m) et une énergie basse (1 μJ) afin d'observer l'impact d'une TOD sur la dynamique de SPM. Les résultats montrent un élargissement spectral, dû nécessairement à l'effet Kerr. Le spectre s'étend ~ 900 nm à 1100 nm, mais le spectre montre une forte asymétrie avec un pic dominant. Celui-ci est décalé vers le « rouge spectral » et centré autour de 1075nm. En outre, l'impulsion montre un profil temporel qui se distingue de ceux obtenus dans le cas d'une GVD pure. Le profil présente des lobes sur le flanc arrière, et une trace de chirp de forme parabolique sur la plage temporelle du pic principal. A noter que la durée de l'enveloppe s'est également élargie.

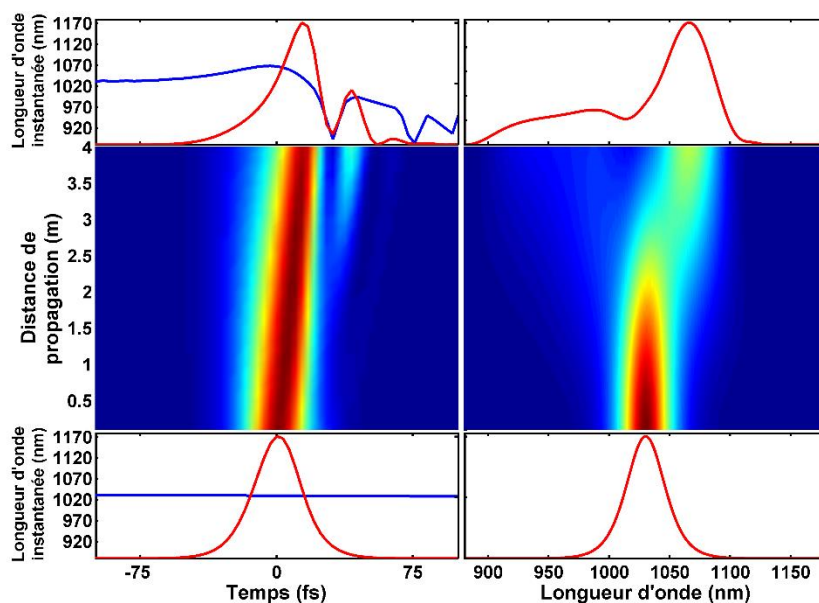


Figure II-10 : Effets de la SPM et de la TOD dans le domaine temporel et spectral

II.4.2.3. Effets de la diffusion Raman et de photo-ionisation

Nous abordons ici l'impact de la diffusion Raman et de la formation d'un plasma sur l'évolution spectro-temporelle de l'impulsion optique. Pour cela nous éliminons délibérément les effets dispersifs pour isoler les effets propres à chaque phénomène. Nous considérons deux cas de figure. Dans le premier cas, l'impulsion se propage dans 2 mètres de fibre, avec une durée initiale de 250 fs dans un milieu ayant une réponse non-linéaire de type Raman et Kerr. Le deuxième cas consiste à faire se propager cette impulsion sur 1 m de fibre dans un milieu ayant comme seule réponse non-linéaire celle d'un plasma. Ici le plasma est présenté par le paramètre η de l'équation Eq. II-29 Cette dernière est fixée à 3×10^8 . Figure II-11 (a) montre l'évolution spectro-temporelle dans le cas Raman et Kerr. Les résultats donnent un spectre ressemblant à celui généré par SPM, mais avec un fort décalage vers le rouge d'une des composantes du spectre, aboutissant à un spectre asymétrique. Ceci est consistant avec l'effet Raman décrit plus haut.

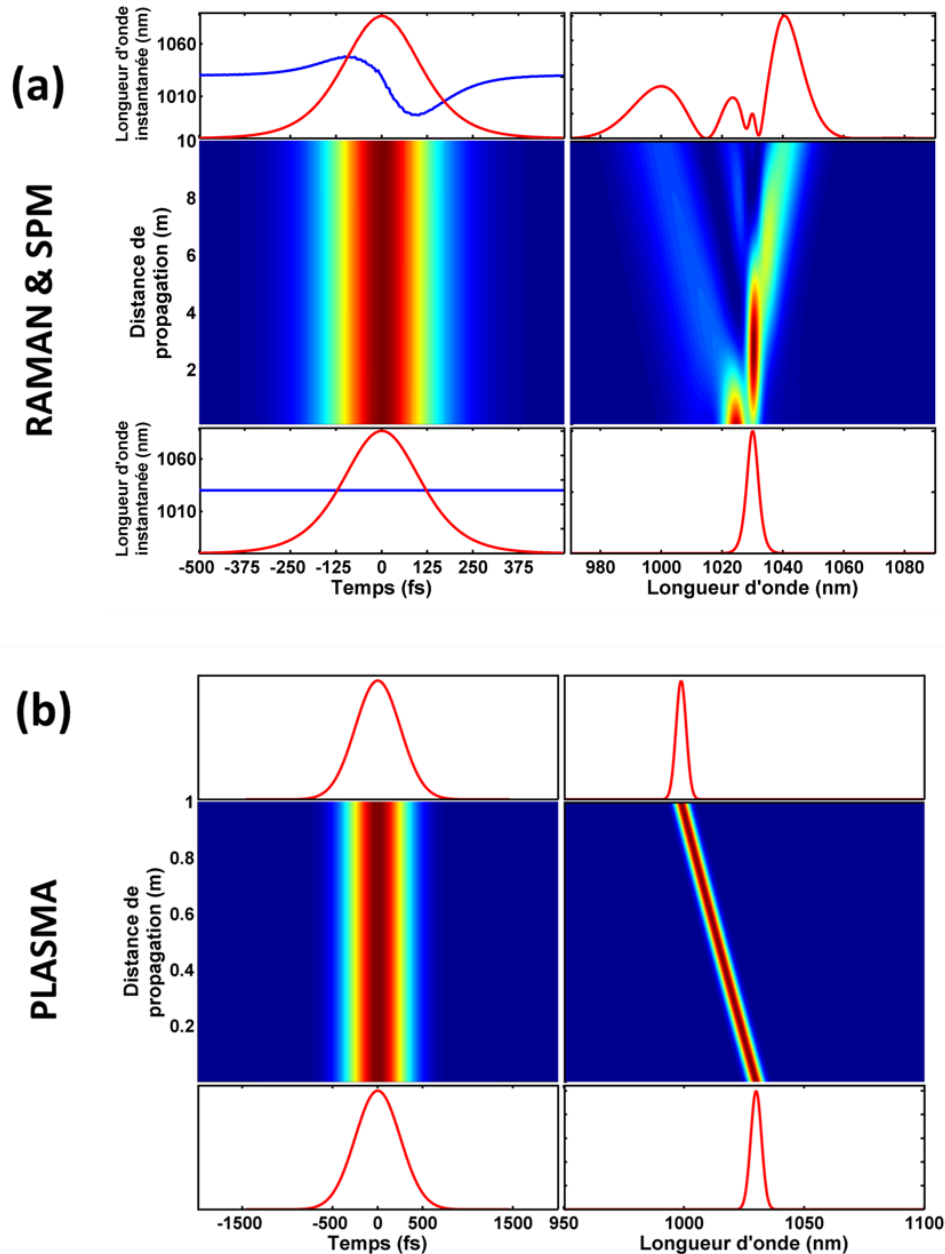


Figure II-11(a) Effets de la SPM et du Raman dans le domaine temporel et spectral ; (b) effet de l'ionisation dans le domaine temporel et spectral.

Figure II-11 (b) montre le cas d'un plasma. Ici les résultats sont obtenus en utilisant des formules analytiques présentées plus haut et en ne retenant que les termes induits par le phénomène de photo-ionisation. La propagation se fait dans 1 m de fibre remplie d'air (même GVD et TOD que possède une fibre standard-décrite chapitre III) pour une durée de 250 fs et 100 μ J et $\eta = 3.10^8$. Comme le montre la figure Figure II-11 (b), l'impulsion dans le domaine temporel n'est pas impactée par l'ionisation. Par ailleurs, spectralement on peut observer le *blue-shift* de l'impulsion sur 1 m de propagation, conformément à nos attentes. Pour nos paramètres, le décalage est de ~ 30 nm.

II.5. Espace des paramètres pour la conception et le développement d'un compresseur à base de fibre creuse.

Rappelons tout d'abord que ces travaux ont pour finalité de développer un moyen de compression d'impulsions optiques ultra-courtes à base de fibres photoniques à cœur creux et remplies d'un gaz choisi pour des applications industrielles. Aussi ces travaux de recherche entrent dans un cadre double comprenant à la fois une dimension scientifique et une dimension industrielle. Ils sont en effet nécessaires afin de mieux cerner la dynamique de la propagation, et mieux concevoir les propriétés de la fibre photonique.

Ce chapitre pose le socle des principes physiques de l'interaction laser-matière qui guideront toute conception d'un compresseur à base de fibre photonique à cœur creux.

Ajoutons que, même si les résultats montrés ici sont illustratifs, ils n'en constituent pas moins des repères sur la faisabilité et les performances attendues d'un tel compresseur.

Par ailleurs, comme la fibre photonique à cœur creux demeure aujourd'hui un sujet de recherche, nos travaux reposent donc sur des principes en photonique très neufs, qu'il reste à maîtriser complètement et à valider.

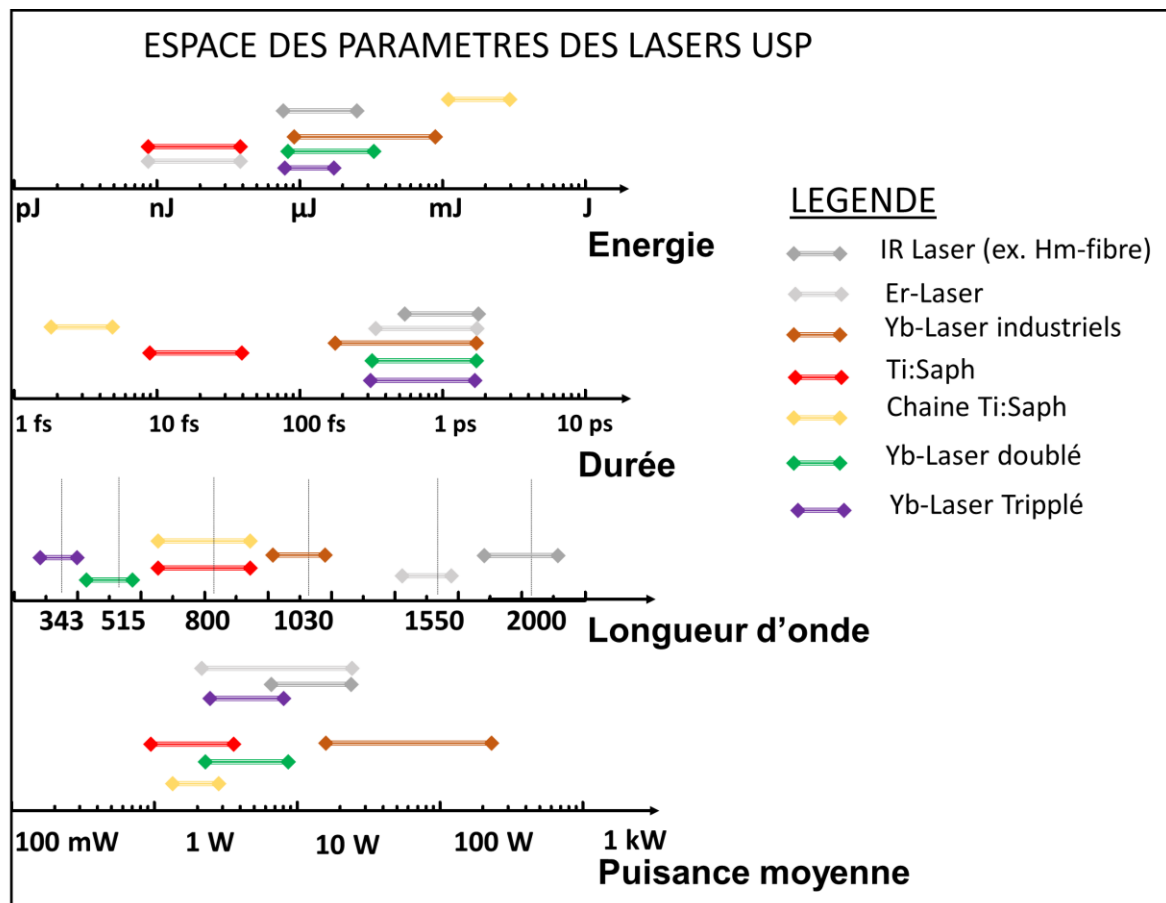


Figure II-12 : Les paramètres des lasers USP les plus courants déclinés dans l'espace d'énergie de l'impulsion, de durée, de longueur d'onde et de puissance moyenne.

Cependant, ces travaux doivent s'inscrire dans un monde industriel et répondre à des besoins de marché précis. Ci-dessous, nous listons l'espace des paramètres des lasers USP.

Etat de l'art des lasers USP- La Figure II-12 résume l'état de l'art des lasers USP les plus représentatifs du marché des lasers, et l'espace de paramètres associés. Il se déclinent principalement sur quatre « degrés de liberté ». L'énergie et la durée d'impulsion, la longueur d'onde et la puissance moyenne. La figure montre que les lasers industriels sont dominés par les lasers à base d'Yb (voir chapitre I) avec une énergie allant de 1J à 1 mJ. Cette propriété a permis de faire émerger des lasers USP de puissance dans le vert (=515 nm) et dans l'UV (=343 nm). Cependant, ces lasers montrent une durée d'impulsion supérieure à 100 fs. La figure illustre ce point par le faible nombre de lasers avec des durées <100 fs. Ces derniers sont au nombre de 2, et sont de type Ti:saph. A noter que les Ti:saph exhibant des énergies >10J forment en fait une chaîne occupant toute une salle, et dont l'encombrement est incompatible avec une industrie de masse.

Quant au second type, il souffre d'une trop faible énergie.

Nous pouvons conclure que la plupart des lasers USP de forte énergie (i.e.>10J) sont limités à des durées >100 fs. Or l'étude de marché (document GLOphotonics) indique un besoin industriel pour des lasers énergétiques et ayant des durées d'impulsion de ~10 fs. Par ailleurs, des lasers avec ces paramètres dans d'autres gammes spectrales (UV, Visible et IR) ont suscité un certain intérêt.

C'est dans ce contexte scientifique et industriel que s'inscrivent les travaux présentés dans les chapitres suivants. Ci-dessous nous listons sommairement les contours scientifiques et technologiques dirigeant toute définition de cahiers des charges dans la conception et réalisation d'un compresseur à base de fibre creuse.

Energie d'impulsion- Nous avons vu que la fibre creuse à guidage IC peut supporter des flux d'énergie de quelques mJ. La problématique est la gestion de gaz et son seuil de forte ionisation. Nous explorons la forte exacerbation des effets non-linéaires dans la fibre, pour travailler, si besoin, à de plus faibles pressions. Ce choix doit être équilibré par la nécessité d'avoir une non-linéarité optique suffisante. A l'inverse, certaines applications requièrent des compressions avec des énergies très basses (~10 nJ). Ici aussi, il est possible de développer des fibres creuses avec des aires modales plus petites tout en augmentant la pression (voir chapitre III sur la marge de conception des fibres creuses à guidage IC).

Durée d'impulsion- Le paysage des lasers USP est caractérisé par une variété de durées d'impulsion allant typiquement de 1 ps à 100 fs. Cette donnée doit être prise en compte dans notre conception du compresseur car la durée d'impulsion impacte fortement la dynamique non-linéaire excitée. Le chapitre IV illustrera ce point.

Type de compression- Nous avons vu qu'on peut comprimer par SPM ou par effet solitonique. Dans le cas de la SPM, il est nécessaire de dimensionner la dispersion de la fibre pour que la longueur d'onde de l'impulsion soit dans une dispersion normale. Cette condition limite un tant soit peu la plage spectrale que peut fournir la fibre. Cependant, cette limite n'affecte qu'une compression nécessitant une largeur de spectre d'une ou supérieure à une octave. L'auto-compression par soliton est remarquablement bien adaptée avec aux les propriétés de la fibre creuse. Cependant la complexité de structure temporelle et son décalage spectrale par rapport à celle de l'impulsion initiale est potentiellement un frein pour certains secteurs du marché. Dans le chapitre V nous explorerons ce point.

Longueur d'onde- Les propriétés de la fibre photonique permettent d'étendre toute propriété dispersive ou modale réalisée à une longueur d'onde vers une autre longueur d'onde comprise

dans une large gamme spectrale, par un choix judicieux des paramètres géométriques de la fibre. Le chapitre VIII présente des résultats qui ont exploité cette propriété.

Puissance moyenne- Les lasers USP continuent à se développer rapidement surtout dans l'accroissement de leurs puissances moyennes. Ces puissances dont le maximum était autour de 100 mW il y a moins d'une dizaine d'années seulement, sont aujourd'hui passées à plus de 100 W. Elles nécessitent cependant une gestion spécifique dans l'alignement, le montage et le refroidissement des zones susceptibles de réchauffements opto-thermiques. Tout cela doit être réalisé dans des montures robustes et industriellement compatibles.

Chapitre III :

HC-PCF : propriétés et réalisations

Ce troisième chapitre dresse le paysage des fibres à cœur creux à couplage inhibé aussi bien du point de vue de leur mécanisme de guidage que des performances optiques associées. Les différentes techniques de caractérisations linéaires seront également abordées y compris le développement d'un nouveau banc de mesure S^2 avant que nous nous intéressions aux effets de l'insertion de milieux gazeux dans ces structures photoniques. Finalement, les fibres creuses retenues pour la suite du mémoire sont présentées.



III.1. Les fibres optiques d'aujourd'hui

III.1.1. Les mécanismes de guidage optique

De nos jours, l'optique guidée repose sur l'utilisation de trois mécanismes de guidage : la Réflexion Totale Interne (RTI), le principe de Bande Interdite Photonique (BIP, *Photonic Band Gap-PBG* en anglais) ainsi que le Couplage Inhibé (IC, traduit de l'anglais *Inhibited Coupling-IC*). Tous trois sont présentés schématiquement sur la Figure III-1. Celle-ci expose le contenu modal de la gaine et du cœur de chaque structure de fibre et ce à une fréquence fixée. Dans cette perspective, on considérera/ admettra que la dimension de la gaine est infinie tandis que celle du cœur est de l'ordre du micromètre. Pour les trois, la zone orangée correspond aux modes de gaine tandis que les modes guidés dans le cœur seront reportés à droite de l'axe d'indice effectif.

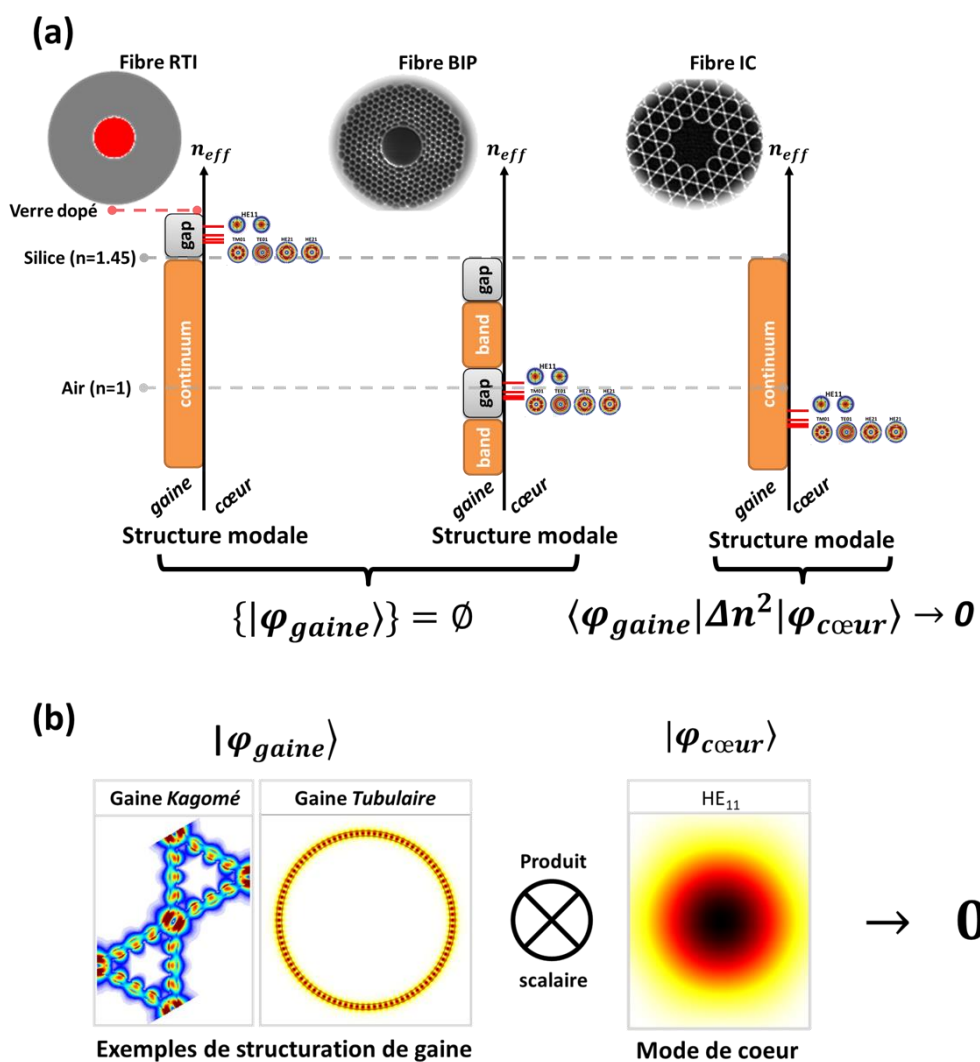


Figure III-1 : (a) Représentation des différentes structures modales de cœur et de gaine dans les différentes structures de fibres optiques ; (b) Représentation de modes de gaine typiques pour le cas d'une maille Kagomé et tubulaire et du mode fondamental du cœur HE₁₁ et celle du produit scalaire résultant entre ces modes tendant vers zéro.

Guidage RTI – En ce qui concerne le mécanisme RTI, les modes de gaine sont guidés pour des indices effectifs inférieurs à l'indice du matériau constituant la gaine n_g (en règle générale, la silice). Ces modes forment un continuum et ne peuvent donc pas apparaître dans la région d'indice supérieure à n_g , zone qualifiée de « gap » sur la figure. Le cœur possédant lui un indice de réfraction n_c plus élevé que celui de la gaine (grâce par exemple au dopage via des terres rares), des modes d'indices effectifs inférieurs à celui du cœur pourront y être confinés, aboutissant à $n_g < n_{eff} < n_c$.

Guidage BIP - Le principe de BIP ne diffère que très peu de celui présenté à l'instant, même si le contenu modal de la gaine apparaît plus structuré. En effet, la micro-structuration de la fibre permet l'ouverture de plusieurs bandes spectrales (ou gap) interdisant le guidage au sein de la gaine. Ainsi par un contrôle de la structure, ces bandes peuvent se retrouver à des indices inférieurs à celui de l'air, autorisant le confinement dans l'air, en l'occurrence le cœur. Nous verrons par la suite, que ce type de fibres sera rapidement disqualifiée pour les travaux de compression menés lors de cette thèse du fait principalement de la tenue en flux (voir Figure I-13) et des étroites bandes de transmission permises.

Guidage IC - En ce qui concerne le IC, le schéma diffère quant à la structure modale de gaine qui ne présente aucune zone interdite (ou gap) et laisse ainsi apparaître une coexistence des modes de gaine et des modes guidés dans le cœur pour un même indice effectif. Bien que tous ces modes coexistent, ils ne se couplent pas pour autant. Cela est rendu possible par le recouvrement entre les champs du mode de cœur $|\varphi_{core}\rangle$ et ceux de gaine $|\varphi_{clad}\rangle$ qui peut être très fortement réduit pour tendre vers zéro ($\langle\varphi_{clad}|\Delta n^2|\varphi_{core}\rangle \rightarrow 0$, avec Δn une fonction du profil d'indice transverse). Ce recouvrement est représenté en Figure III-1 (b). On remarque que l'oscillation transverse du champ présent dans les ponts de silice est bien plus rapide que celle au sein des trous d'air pour un même indice effectif réduisant ainsi drastiquement le couplage entre ces deux entités. Cette oscillation est caractérisée par le nombre azimutal m :

$$m = n_{eff} \left(\frac{l}{\lambda}\right) \left(1 - \pi \left(\frac{t}{l}\right)\right) \quad \text{Eq. III-1}$$

où t représente l'épaisseur des ponts de silice de la structure et l sa longueur. Ainsi, plus le nombre azimutal est élevé et plus les oscillations du champ seront importantes. Il apparaît donc clairement que pour réduire le recouvrement, il sera préférable de diminuer durant l'étape de fabrication l'épaisseur des structures de silice et d'en augmenter les longueurs. Il faudra également éviter la formation de plots de silice qui, par leur épaisseur, auraient un nombre azimutal faible et favoriseraient un couplage modal, synonyme de pertes.

III.1.2. L'introduction de courbures négatives dans les fibres creuses à IC

Bien que conçues en 2002 [97], il aura fallu cinq ans pour expliquer le principe de guidage de ces guides d'onde [98]. Déjà prometteuses lors des premières fabrications, les fibres à IC ont connu une avancée considérable en 2010, avec l'apparition d'une nouvelle structure : le contour hypocycloïdal [99], [100]. Celui-ci a immédiatement permis une réduction conséquente des pertes par confinement en passant du dB/m à aujourd'hui le dB/km. Elle se caractérise par un contour de cœur bombé vers le centre, appelé aussi courbure négative, qui est réalisé durant la fabrication même de la fibre. La différence entre un contour « classique » et un

contour hypocycloïdal est illustrée en Figure III-2 et ce pour deux exemples de structuration de gaine différentes que sont la maille Kagomé et tubulaire.

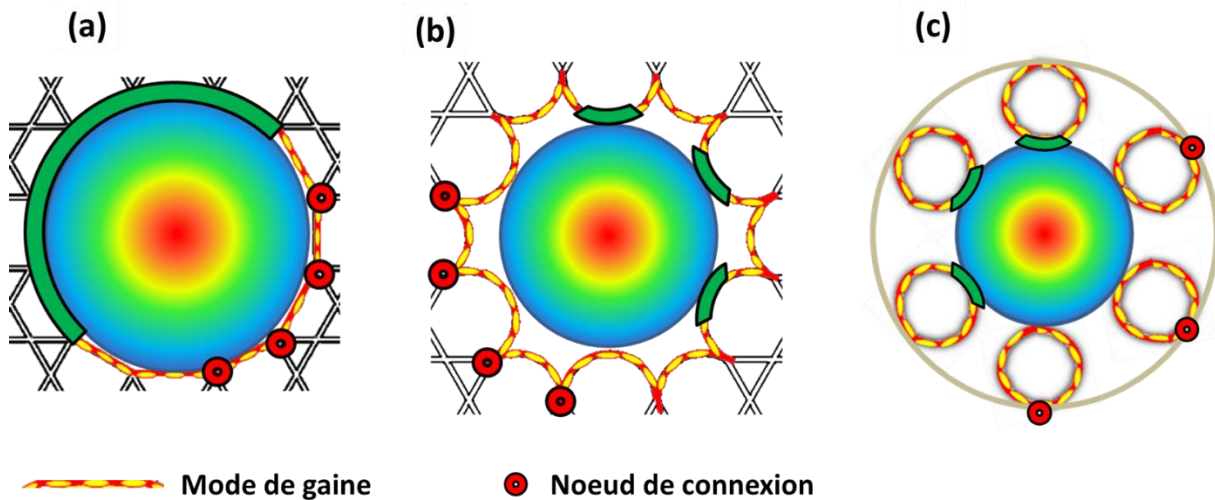


Figure III-2 : (a) Fibre avec une structure classique; fibre avec un contour hypocycloïdal à maille (b) Kagomé et (c) tubulaire.

Cette géométrie présente trois avantages majeurs. Le premier provient de la réduction du recouvrement spatial entre le mode guidé dans le cœur et le contour de silice. Comme on peut le voir sur la Figure III-2 (zone verte), pour une structure classique, la lumière peut interagir avec la silice sur la totalité du contour du cœur tandis que pour un motif hypocycloïdal, l'interaction se limite au sommet des arches et est donc nettement réduite.

Le second argument est lié aux plots de silice (zone rouge) qui correspondent aux nœuds silice de connexion supportant donc un faible nombre azimutal. Grâce à la courbure négative du cœur, ces zones de fortes pertes sont donc éloignées du mode de cœur guidé, limitant ainsi le couplage entre les modes de ce dernier et ceux pouvant être guidés dans ces plots.

Finalement, le périmètre entourant le cœur, noté l , augmente ce qui favorise un fort nombre azimutal (Eq. III-1) réduisant ainsi le recouvrement entre les modes de silice et de cœur. Cette courbure obtenue se définit par le paramètre b qui représente le ratio entre la hauteur de l'arche sur son rayon, paramètre illustré sur la Figure III-3 (a). Cette même figure montre également pour le cas d'une maille Kagomé l'effet de l'augmentation du paramètre b sur la longueur de la structure de silice et donc sur le nombre azimutal.

Une étude numérique portant sur les pertes par confinement a permis de mettre en évidence l'influence du paramètre b . Présentés en Figure III-3 (b), ces résultats montrent combien il est important d'obtenir la plus grande courbure possible pour réduire au maximum les pertes. De par le guidage IC lié au paramètre b , les facteurs de recouvrement du champ guidé par la structure silice se trouvent drastiquement réduits à des valeurs de 10^{-6} , soit trois ordres de grandeur inférieurs aux meilleures performances des BIP, Figure III-3 (c). Ces très faibles valeurs de recouvrement du mode de cœur fondamental avec la gaine de silice sont à l'origine des récentes démonstrations records de transport de hautes énergies, plusieurs mJ en régime impulsif femtoseconde, [74]. Le contenu modal est également lié au paramètre b , qui favorise le guidage du mode fondamental, Figure III-3 (d). Une étude plus poussée concernant cet aspect sera présentée par la suite, étude qui aura recours à la méthode de S^2 , pour « *Spatially and Spectrally* ».

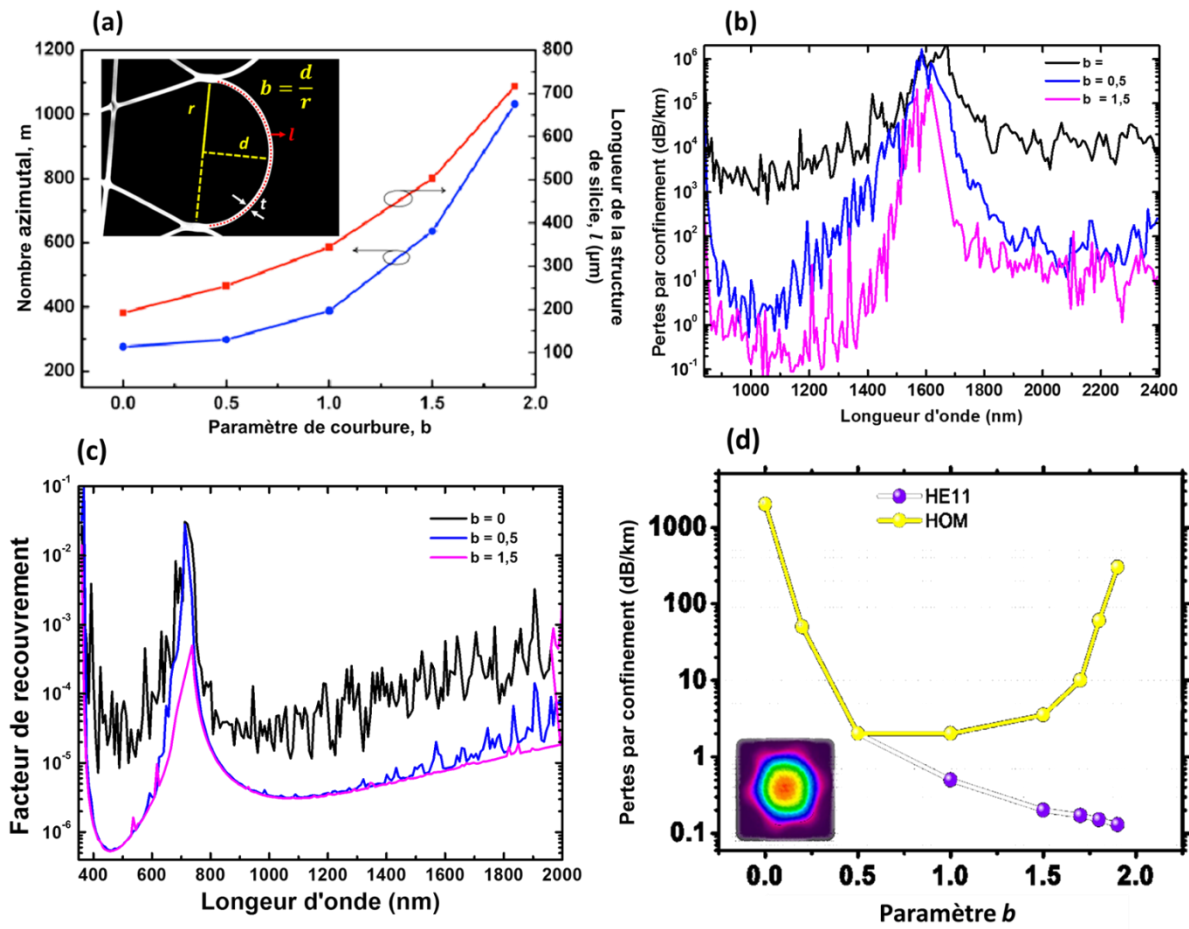


Figure III-3 : Etudes numériques de l'influence du paramètre b pour le cas d'une maille Kagomé sur (a) le nombre azimutal et la longueur du contour de cœur ; (b) les pertes par confinement ; (c) le facteur de recouvrement du champ guidé avec modes présents dans les ponts de silice et (d) sur la discrimination des pertes du mode fondamental et du premier mode d'ordre supérieur.

III.2. Réalisation des fibres creuses à IC

III.2.1. Procédé de fabrication

Bien que la fabrication de fibre possédant un cœur hypocycloïdal soit maintenant maîtrisée, il n'en reste pas moins délicat d'accroître ad libitum la valeur du paramètre b . Cette limite s'explique simplement par des considérations rhéologiques inhérentes au procédé de fabrication. En effet, durant cette étape il peut s'avérer délicat d'augmenter le paramètre b notamment quand se réduit l'épaisseur t des ponts de silice entourant le cœur d'air. La

méthode de fabrication utilisée est connue sous le nom de *stack and draw* (pour assemblage-étirage en français), schématisée par la Figure III-4.

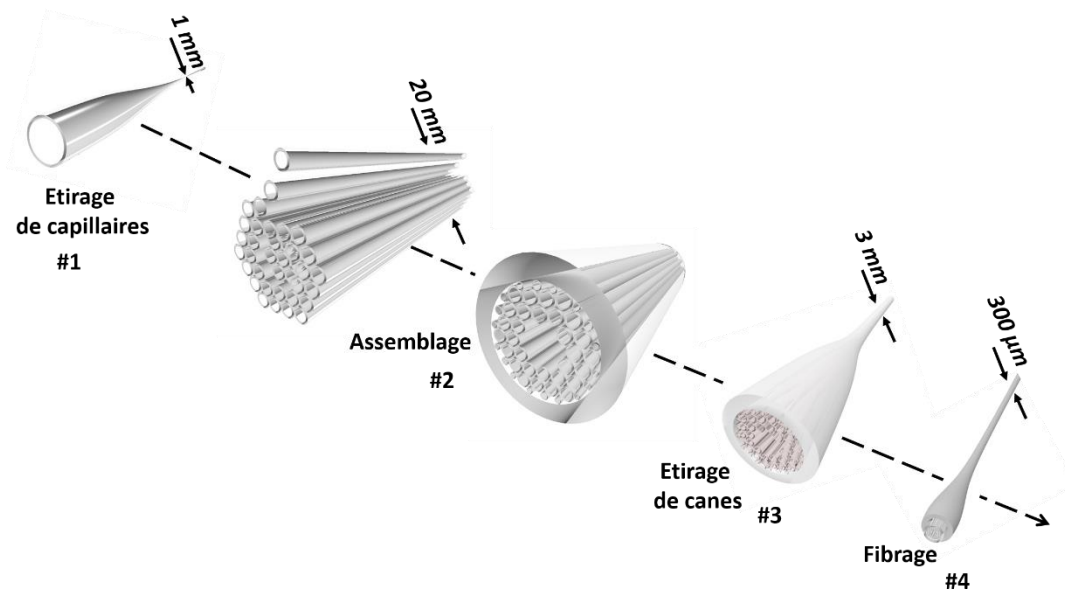


Figure III-4 : Illustration schématisée de la méthode de fabrication *stack and draw*.

Ce procédé consiste en une série d'assemblages et d'étirages qui permet de réduire la taille de la structure choisie de quelques dizaines de millimètres (préforme initiale) à quelques centaines de micromètres (fibre finale). Durant l'étape #4 concernant la fabrication de la fibre, un jeu de surpression et de vide est appliqué dans la structure. Ainsi, en jouant sur les différences de pression entre les zones de gaine et de cœur, il est possible d'agir sur les paramètres géométriques clés que l'on vient de citer (diamètre intérieur, épaisseur des ponts de silice, courbure des alvéoles d'air,...) lesquels impacteront directement les propriétés optiques et, par voie de conséquence, les applications, comme nous allons le voir dans la suite de ce chapitre.

III.2.2. Optimisation de la courbure négative pour des épaisseurs de silice fine

C'est dans ce contexte qu'une campagne de fabrication a été lancée pour trouver le meilleur compromis entre ces caractéristiques géométriques et pour réduire au maximum les pertes de confinement. Ainsi, plusieurs fibres possédant la même structure Kagomé ont été étirées pour des épaisseurs de silice différentes allant de 800 nm à 300 nm. Durant chaque fabrication, on s'est efforcé d'obtenir la plus forte courbure. La Figure III-5 synthétise les résultats de cette étude. On y remarque tout d'abord l'incidence de l'épaisseur des ponts de silice sur la position des bandes de transmission de la fibre. En effet leurs positions sont déterminées par les longueurs d'ondes résonnantes pour la structure silice par la formule suivante :

$$\lambda_j = \frac{2t}{j} \sqrt{n_g^2 - 1} \quad \text{Eq. III-2}$$

On observe également que le paramètre b est plus facilement prononcé pour des épaisseurs de silice importantes et, qu'à l'optimum, sa valeur s'approche de 1 soit une courbure équivalente à un arc de cercle.

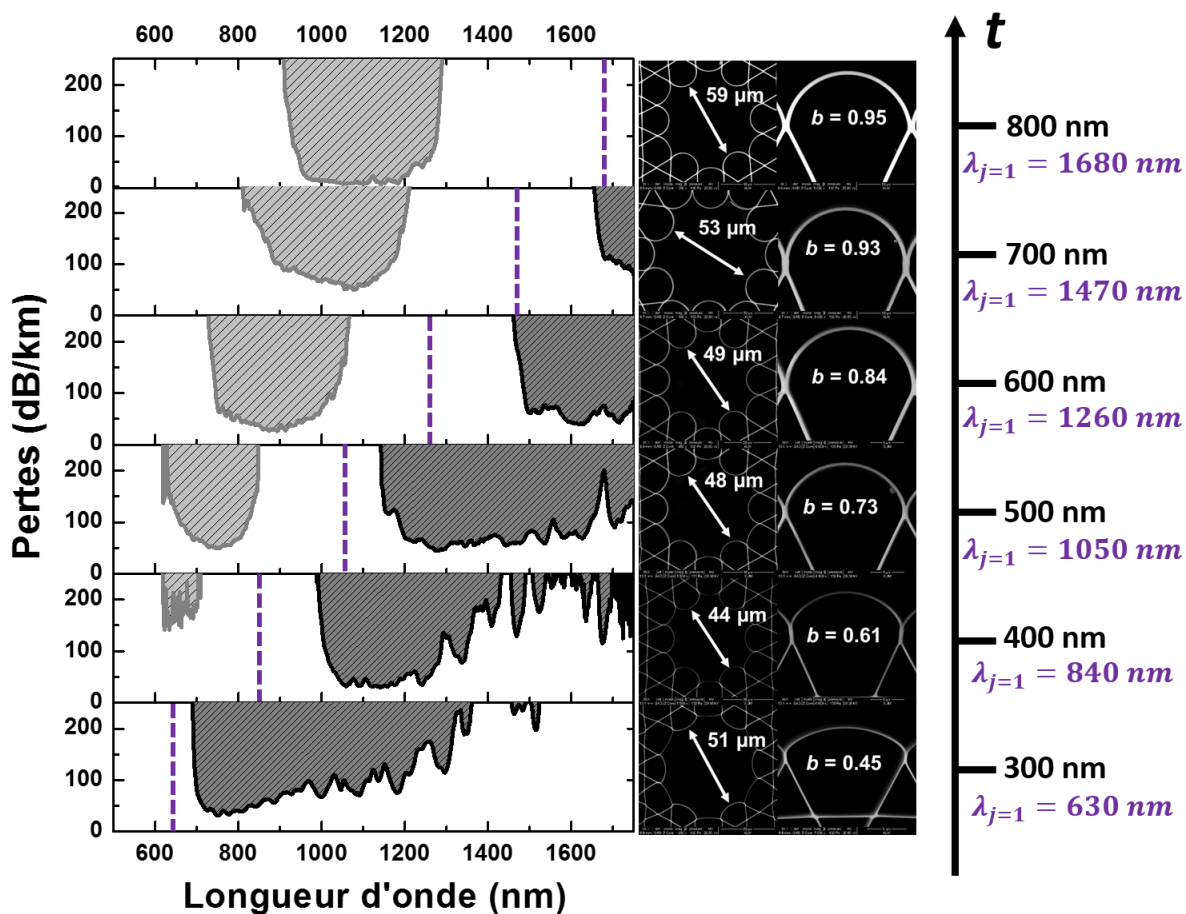


Figure III-5 : Pertes linéiques en fonction de l'épaisseur des ponts de silice entourant le cœur d'air.

Cette étude a également permis la réalisation d'une fibre dont les pertes sont passées pour la première fois en dessous de la barrière symbolique des 10 dB/km au moment de l'étude avec la valeur record de 8.5 dB/km à 1 μ m [101]. Cette fibre a été retenue pour les applications de compression d'impulsion de nos travaux. Le résumé complet des caractérisations linéaires est présenté en fin de chapitre.

Un point essentiel lors de la fabrication est, comme nous l'avons vu, la recherche d'un paramètre b le plus proche possible de 1, afin de garantir un recouvrement minimal du couplage de la lumière entre les modes de cœur et de gaine.

Dans ce contexte, une seconde configuration de gaine a été fortement étudiée au sein du groupe durant ces travaux de thèse. Cette structure de fibre IC repose sur une maille dite tubulaire [102]. L'avantage intrinsèque de cette configuration de gaine est qu'elle se compose d'une couronne de tubes de silice indépendants et dont le seul point d'attache se fait avec la *jacket* de silice qui les entoure. Ceci implique donc un paramètre b égal à 1. De plus, les tubes ne se touchent pas entre eux ; cet isolement prévenant ainsi la création de plots de silice, synonymes de forts couplages et donc de pertes additionnelles.

Ce processus nous a permis d'enregistrer de nouveaux records en terme de performances de guidage, avec, par exemple, des pertes de transmission encore inférieures aux 10 dB/km (un minimum de 7,7 dB/km démontré à 750 nm [102]) ainsi que des atténuations linéiques records dans le domaine du bas visible et de l'ultraviolet, comprises entre 13 dB/km à 532nm et 70 dB/km à 355 nm [103].

La Figure III-6 représente certaines structures de fibres réalisées durant mes travaux de thèse. On retrouve dans l'ordre : la maille de gaine Kagomé pour une structure 7 et 19 cell, puis une maille tubulaire à 9 trous et une troisième présentant des petits tubes interstitiels ajoutés entre les alvéoles principales. Dans les résultats présentés, on peut noter la présence de guidages performants étendus au domaine du moyen infrarouge avec des pertes records de 25 à 50 dB/km entre 2 et 3 μm [104] avec des cœurs élargis à des diamètres de plus de 100 μm . De plus, sur le dernier exemple, la présence de résonances autour de 800 nm a été observée. Ces résonances proviennent des tubes interstitiels qui modifient fortement l'indice effectif du mode guidé et, par conséquent, induisent une structuration spécifique de la dispersion du guide. Bien que cette particularité n'ait pas été utilisée pendant mes travaux de thèse, ce résultat pourra se révéler très intéressant pour les applications de compression.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre I Figure I-13, le rayon du cœur sera un paramètre essentiel quant à la capacité de la fibre à guider des faisceaux de haute énergie. Ainsi les différentes fibres pourront être sélectionnées selon leurs propriétés durant les montages expérimentaux.

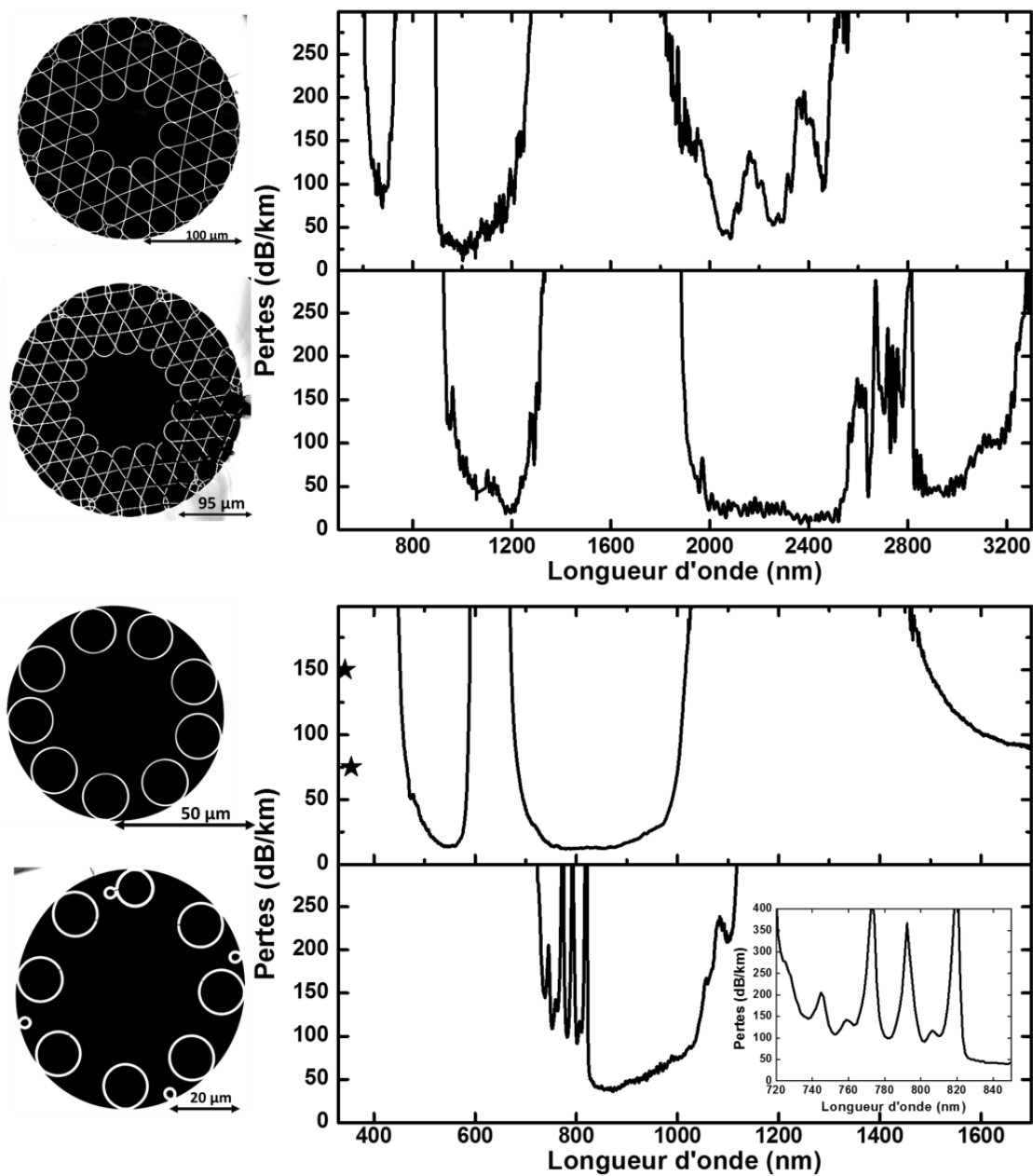


Figure III-6 : Panorama de différentes structures de fibres réalisées. De haut en bas : Kagomé 7cell / 19cell / Tubulaire 9T / TOG (Tube On Gap).

En guise de conclusion partielle nous voudrions noter que nous disposons aujourd’hui de toute une famille de fibres creuses dont les paramètres clés comme les tailles de cœur, la position spectrale des transmissions ou encore la dispersion, vont pouvoir être ajustés de façon précise et maîtrisée pour les applications de compression temporelle.

La question de la dispersion sera détaillée dans le paragraphe suivant, qui abordera par ailleurs l’impact de la fonctionnalisation des fibres creuses par l’insertion de milieux gazeux.

III.3. Gestion de la dispersion dans les fibres creuses à IC

III.3.1. Impact des paramètres géométriques de la fibre sur la dispersion et la non-linéarité du guide

Le chapitre II a permis de montrer que la dispersion de la fibre est un paramètre essentiel de la dynamique de propagation temporelle souhaitée. Ainsi, une faible GVD permettra un élargissement spectral, tandis qu'une GVD en régime anormal donnera lieu à des phénomènes d'auto-compression. Un double contrôle, du diamètre du cœur de la fibre et de l'épaisseur des ponts qui l'entourent, va permettre de sélectionner les régimes de dispersion qui nous intéressent. La Figure III-7 met en lumière l'influence de ces paramètres géométriques sur l'évolution de la dispersion. Par un rayon de cœur fixé la Figure III-7 (a) présente les profils de dispersion pour différentes épaisseurs de ponts. Ainsi pour une épaisseur de pont de 1200 nm, la GVD varie de plus de 1000 fs²/m sur une bande spectrale étroite de moins de 100 nm. A l'inverse lorsque l'épaisseur de pont est réduite de moitié, la même variation de GVD se produit sur une bande spectrale bien plus large, pouvant atteindre 400 nm.

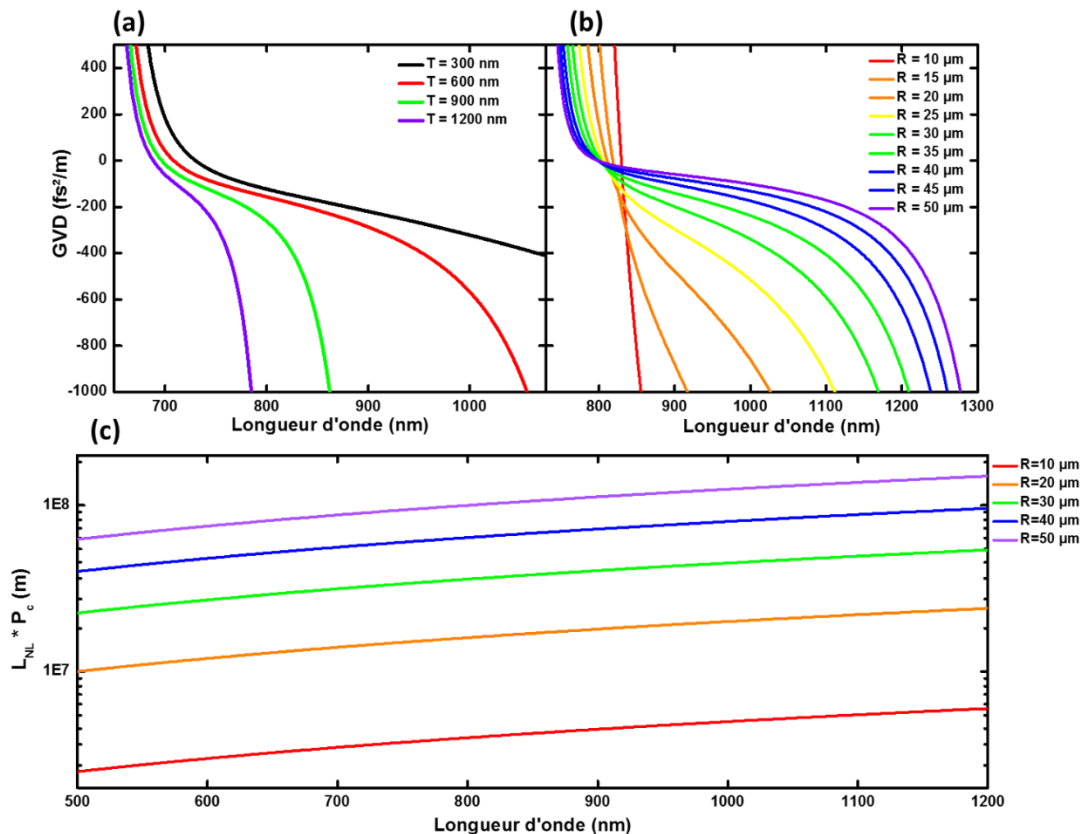


Figure III-7 : Profils de dispersion pour (a) différentes épaisseurs de ponts de silice, pour rayon de cœur fixé à 28 μm ; (b) Différents rayons de cœur pour cette fois-ci une épaisseur des ponts fixée à 680 nm ; (c) Evolution de la longueur non-linéaire, normalisée à la puissance crête, en fonction du rayon du cœur d'air de la fibre.

A l'inverse, la Figure III-7 (b) présente la variation de la GVD en fonction du rayon du cœur de la fibre pour une dimension de pont fixe de 680 nm. Ici nous observons qu'il est possible de répartir le profil de GVD sur une bande spectrale choisie simplement en ajustant la taille du

cœur. En effet, pour un cœur de 10 μm , la GVD prend la valeur de $-1000 \text{ fs}^2/\text{m}$ à la longueur d'onde 856 nm alors qu'il faut se placer à 1278 nm pour retrouver cette valeur lorsque le rayon du cœur est de 50 μm .

Un second point, déjà abordé durant les chapitres I et II, porte sur les effets de l'interaction laser-matière au sein d'une fibre à cœur creux. Cette interaction se quantifie via la longueur non-linéaire définie comme : $L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_c}$, où P_c représente la puissance crête et $\gamma = \frac{2\pi n_2}{A_{eff}\lambda}$ le paramètre non-linéaire. Plus petite sera cette longueur, plus importants seront les effets non-linéaires. L'expression de γ permet de comprendre la dépendance de L_{NL} vis-à-vis de la structure de la fibre, en l'occurrence ici son rayon de cœur. La Figure III-7 (c) compare ainsi les différentes longueurs non-linéaires en fonction de rayons du cœur variant de 10 à 50 μm . Il ressort de ces tracés que des différences de plus d'un ordre de grandeur peuvent être atteintes par un choix judicieux de ce dimensionnement. Ainsi pour un cœur de 10 μm , la valeur de cette longueur est de $5.10^6 * P_c \text{ Wm}$ à 1030 nm alors qu'elle est 26 fois supérieure pour un cœur de 50 μm de rayon.

III.3.2. Impact de l'insertion de milieux gazeux dans les fibres creuses

La géométrie de la fibre n'est pas le seul paramètre pour contrôler les effets de dispersion et de non-linéarité. L'insertion d'un milieu gazeux au sein du cœur va permettre en effet de modifier considérablement les propriétés de la fibre et donc par la suite les dynamiques de compression. Cette section est dédiée à ce point.

Une fibre optique remplie d'un gaz choisi prend le nom de PMC (*Photonic MicroCell*, pour microcellule photonique). Cette gestion de gaz dans un tube de quelques dizaines de micromètres de diamètre peut être réalisée de plusieurs façons.

Une première consiste à placer les extrémités de la fibre dans des cellules étanches qui seront par la suite connectées à des lignes de vide et de gaz. Ce type de cellule, représentée en Figure III-8, permet ainsi l'évacuation et l'ajout de gaz sans contrainte particulière. Elle est aujourd'hui commercialisée par la société GLOphotonics.

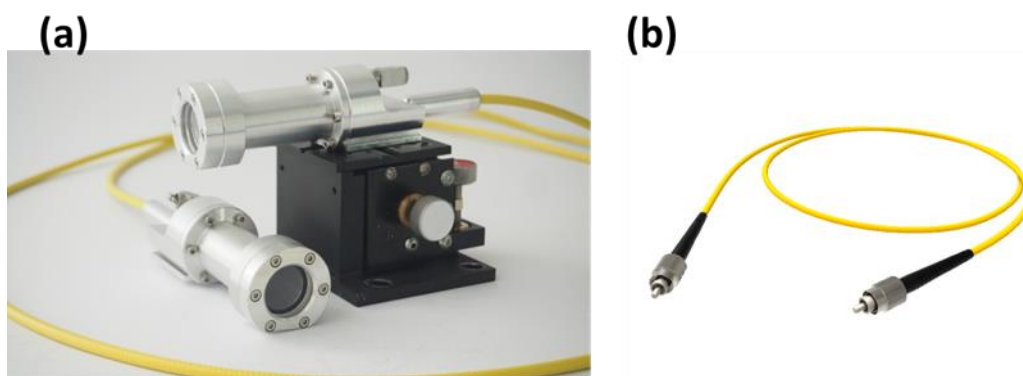


Figure III-8 : Photo (a) du module PowerLink proposé par la société GLOphotonics ; (b) PMC remplie de gaz et scellée par des embouts spécifiques.

D'autres techniques de piégeage du gaz dans les fibres à cœur creux existent. En particulier, un processus a été développé durant mes travaux de recherche. Il consiste à sceller une fibre

remplie de gaz moléculaire à des pressions très basses, de l'ordre du mbar, par l'ajout aux extrémités de micro-fenêtres de silice. Cette nouvelle technique n'utilise donc pas de cellule à gaz volumique mais des manchons de tailles micro-métriques finalisés au format connecteur FC/PC ou FC/APC. Du reste, ce procédé ne fait pas appel à un gaz tampon souvent utilisé (tel que l'hélium) qui peut être une source de contamination. A titre d'exemple, cette technique a été mise en œuvre pour confiner de l'iode dans le cadre de développement d'étalons de fréquences. Un résumé des résultats obtenus est donné en annexe car ils ne sont pas en lien direct avec le sujet traité dans cette thèse.

La dispersion est un des paramètres impactés par le milieu gazeux inséré dans le cœur de la fibre. Revenons à l'expression de l'indice effectif donné par l'équation ci-dessous :

$$n_{eff} = n_a - \frac{j^2}{2k_0^2 n_a R^2} - \frac{j^2 \cot(\phi)}{k_0^3 n_a^2 R^3 \sqrt{\epsilon - 1}} \cdot \begin{cases} 1 & \text{TE} \\ \epsilon & \text{TM}_{0n} \\ \frac{\epsilon + 1}{2} & \text{HE/EH}_{mn} \end{cases} \quad \text{Eq. II-57}$$

Il apparaît clairement que n_{eff} dépend de l'indice du gaz contenu dans la fibre, n_a . Ainsi, la dispersion qui en découle est totalement liée à ce gaz ainsi qu'à sa pression. La Figure III-9 illustre ce comportement avec l'évolution théorique de la GVD pour trois rayons typiques et avec l'argon, comme gaz de remplissage, à des pressions de 1 et 15 bar.

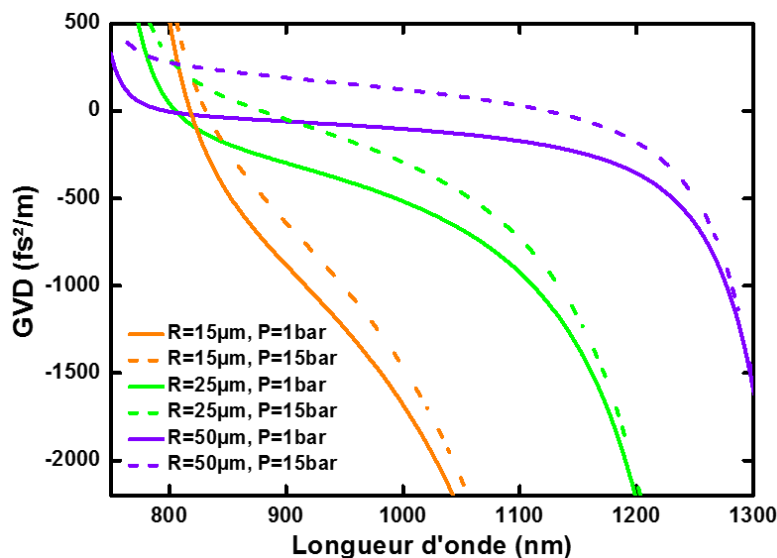


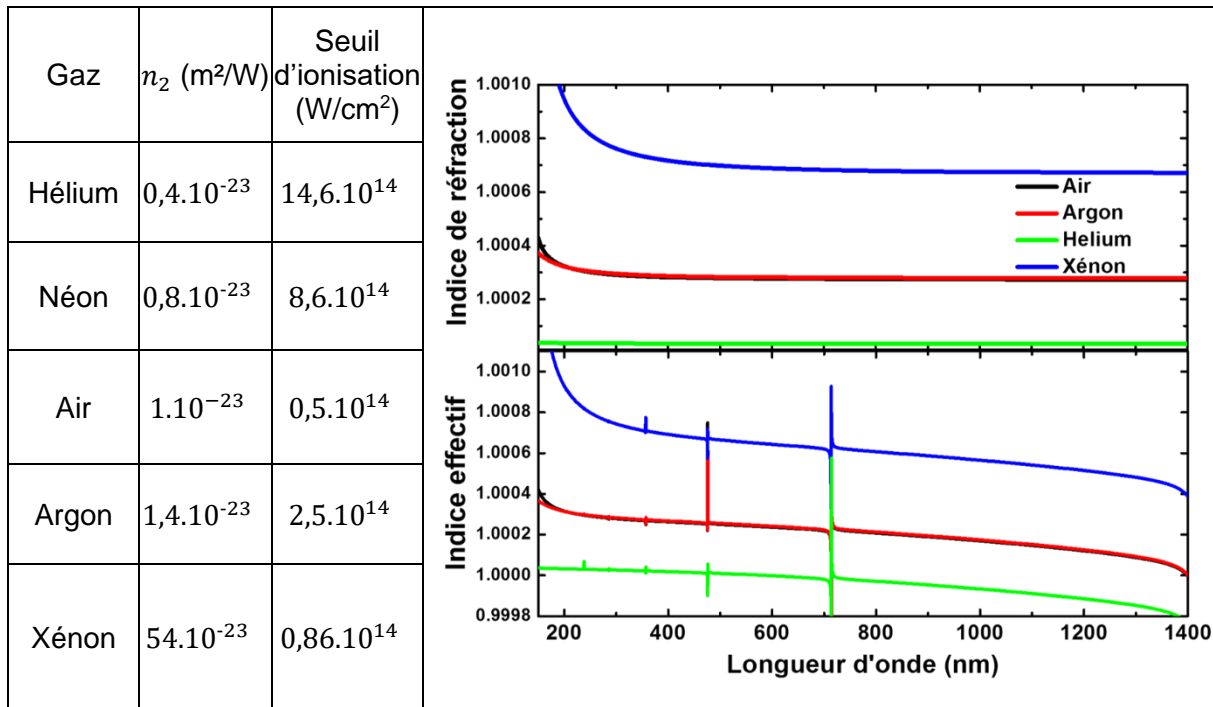
Figure III-9 : Evolution de la GVD pour 1 et 15 bar d'argon, dans des fibres de rayon de cœur 15, 25 et 50 µm. L'épaisseur des ponts de silice est fixée à 680 nm.

L'ajout de gaz permet donc une translation de la courbe de dispersion vers les GVD positives. Le profil reste lui similaire mais les valeurs changent significativement. A titre d'exemple, pour un rayon de cœur de 15 µm, la GVD est de -610 fs²/m pour 1 bar d'argon à 1030 nm. Par un ajout de 15 bar de pression, cette même GVD atteint -391 fs²/m. La dynamique de propagation qui intervient dans la fibre peut ainsi être ajustée grâce à l'exacerbation ou à la diminution des effets dispersifs.

Tout comme la dispersion, les effets non-linéaires sont totalement liés au milieu inséré dans le cœur de la fibre. Cette dépendance provient du terme n_2 , indice non-linéaire, dans l'expression du paramètre non-linéaire γ . Chaque gaz possède un indice non-linéaire qui lui

est propre, [105][106][107][7][108][109]. La Table III-1 fait une synthèse de ces valeurs que l'on peut retrouver dans la littérature citée précédemment, ainsi que des seuils d'ionisation et des indices de réfraction pour la pression de 1 bar.

Table III-1 : Indice non-linéaire, seuil d'ionisation, et indice de réfraction de différents gaz à 1 bar et indice effectif d'une fibre de 28 μm de rayon de cœur et 680 nm d'épaisseur de silice remplie de ces gaz.



A titre d'exemple, nous pouvons à nouveau présenter la Figure III-7 (c), mais cette fois-ci en considérant que les différentes fibres sont remplies par de l'argon à des pressions de 1 à 5 bar, Figure III-10 (a).

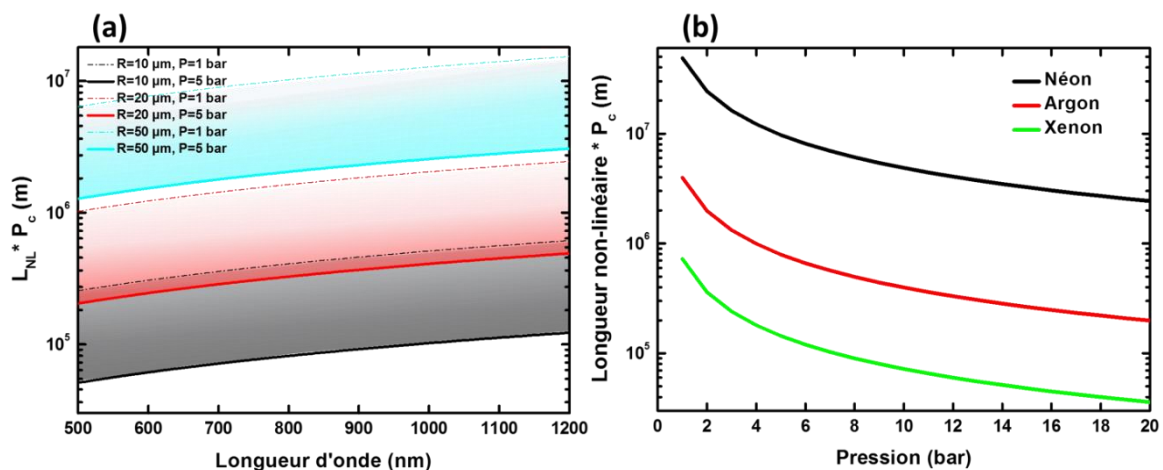


Figure III-10 : Evolution des longueurs non-linéaires avec (a) l'ajout de 1 et 5 bar d'argon, pour des fibres de rayon 10, 20 et 50 μm de cœur, (b) l'augmentation de la pression de différents gaz (fibre de 25 μm , à 1030 nm).

Cette figure montre la possibilité d'ajuster la longueur non-linéaire grâce à un choix judicieux de pression, et ce, sans modifier la géométrie de la fibre. Cette plage de choix s'étend de $(13 \text{ à } 0,1) \cdot 10^6 \text{ m}$, pour les exemples pris ici à la longueur d'onde 1030 nm. Au-delà du choix de la pression, c'est la nature du gaz elle-même qui nous permettra de modifier considérablement L_{NL} . La Figure III-10 (b) présente cette influence pour différents gaz en fonction de leur pression à la longueur d'onde 1030 nm. Ici une fibre de 25 μm de cœur a été choisie.

En conclusion, nous venons de voir que la dispersion du guide mais aussi celle du matériau du cœur peuvent être contrôlées et permettre de passer d'un régime de dispersion normale à un régime de dispersion anormale selon la dynamique de propagation qui sera visée.

III.4. Fibres creuses réalisées pour les applications de compression temporelle

Dans le contexte qui vient d'être présenté, plusieurs fibres ont été réalisées au cours de mes travaux de thèse en vue d'applications de compression temporelle. Cinq fibres ont été retenues et sont ici présentées. Un bilan des performances optiques de chacune est donné. Le lecteur pourra s'y référer par la suite lors des expériences non linéaires.

En complément de ces réalisations, je me suis particulièrement investi dans la réalisation d'un montage expérimental nommé S^2 (pour *Spacially and Spectrally*) qui faisait défaut jusque-là au laboratoire. Ce montage expérimental a pour objectif de quantifier le contenu modal de ces fibres. Ce point nous paraît essentiel car il s'agit en effet de pouvoir qualifier les fibres en vue du transfert technologique des résultats vers la réalisation de compresseurs temporels prototypes, objet du dernier chapitre.

III.4.1. Caractérisations linéaires et dispositif S^2

Une fois la fibre fabriquée, il convient de caractériser ses performances optiques. Pour cela, plusieurs tests et mesures sont menés (voir Figure III-11). Tout d'abord les pertes linéaires sont mesurées par la méthode de cut-back (la différence de spectres mesurés à longues et courtes longueurs de fibre est normalisée par cette différence de longueurs) et représentées en dB/km sur des plages spectrales de 350 à 1750 nm. De même, les pertes par courbure sont évaluées et exprimées en dB/tour. Des mesures de qualité de faisceau ou M^2 et de propriétés de polarisation (PER *Polarization Extinction Ratio*) complètent enfin le processus de caractérisation.

A ce propos, il est important de noter que les fibres creuses à IC sont des guides d'ondes faiblement multimodes. Or pour les applications industrielles qui sont directement en lien avec ma thèse CIFRE, le contenu modal doit être quantifié car il influe sur les résultats. Pour ce faire, une méthode a été récemment proposée, connue sous le nom de S^2 . Cette méthode repose sur la mesure de l'interférence entre les modes créés durant la propagation. En effet, les différents modes contenus dans la fibre ne se propagent pas à la même vitesse avec une dépendance en longueur d'onde. Cette différence induit une fluctuation de puissance qui peut être facilement déterminée. Cette fluctuation peut se mesurer dans différentes régions du cœur de la fibre, permettant ainsi de reconstruire les profils en intensité des modes présents. Le premier montage expérimental a été proposé en 2009 [110]. Il comprend une source laser large bande de type ASE (pour l'Ytterbium de 1020 à 1080 nm), la fibre à analyser, ainsi qu'une fibre SMF (*Single Mode Fiber* pour fibre monomode) montée sur une double platine de translation, en vis à vis de la fibre analysée et reliée à un analyseur de spectre. La mesure se fait en déplaçant le plus finement possible la fibre SMF et en enregistrant le spectre pour

chaque déplacement. En d'autres termes, il s'agit de quadriller le cœur de la fibre à analyser et d'enregistrer les interférences du spectre. Malheureusement cette technique bien que très efficace, nécessite une stabilité mécanique difficile à obtenir durant la totalité de la mesure dans des environnements « classiques ». Il a donc été nécessaire de rendre cette méthode moins contraignante.

Pour cela un nouveau montage a été développé. Au lieu d'utiliser une source large bande et de scanner différentes sections du cœur de la fibre, la nouvelle approche propose d'utiliser une source très fine spectralement et accordable sur plusieurs dizaines de nanomètres puis d'enregistrer le champ proche en sortie de la fibre grâce à une caméra.

Un tel banc de caractérisation optique S^2 a été réalisé au laboratoire durant mes travaux de thèse. Le schéma est représenté en Figure III-11. Ce banc se compose d'un laser Newport TLB6721 accordable de 1030 à 1070 nm avec une largeur spectrale extrêmement fine de 50 GHz (0,2 nm). Il est suivi d'un isolateur afin de limiter les retours vers le laser pouvant entraîner des instabilités de puissance. Le faisceau passe ensuite dans une fibre à maintien de polarisation, de type Panda, suivie par une lame demi-onde qui sera orientée suivant divers angles de polarisation. En effet il est intéressant de connaître la distribution modale des fibres creuses pour différentes polarisations. Le faisceau est ensuite couplé dans la fibre à analyser puis collimaté grâce à une lentille de 2,5 mm et enfin focalisé par une lentille de 100 mm jusqu'à un cube séparateur de polarisation. Le champ proche est finalement enregistré par deux caméras. Le laser et les caméras sont synchronisés par ordinateur grâce à un programme LabVIEW développé par notre équipe.

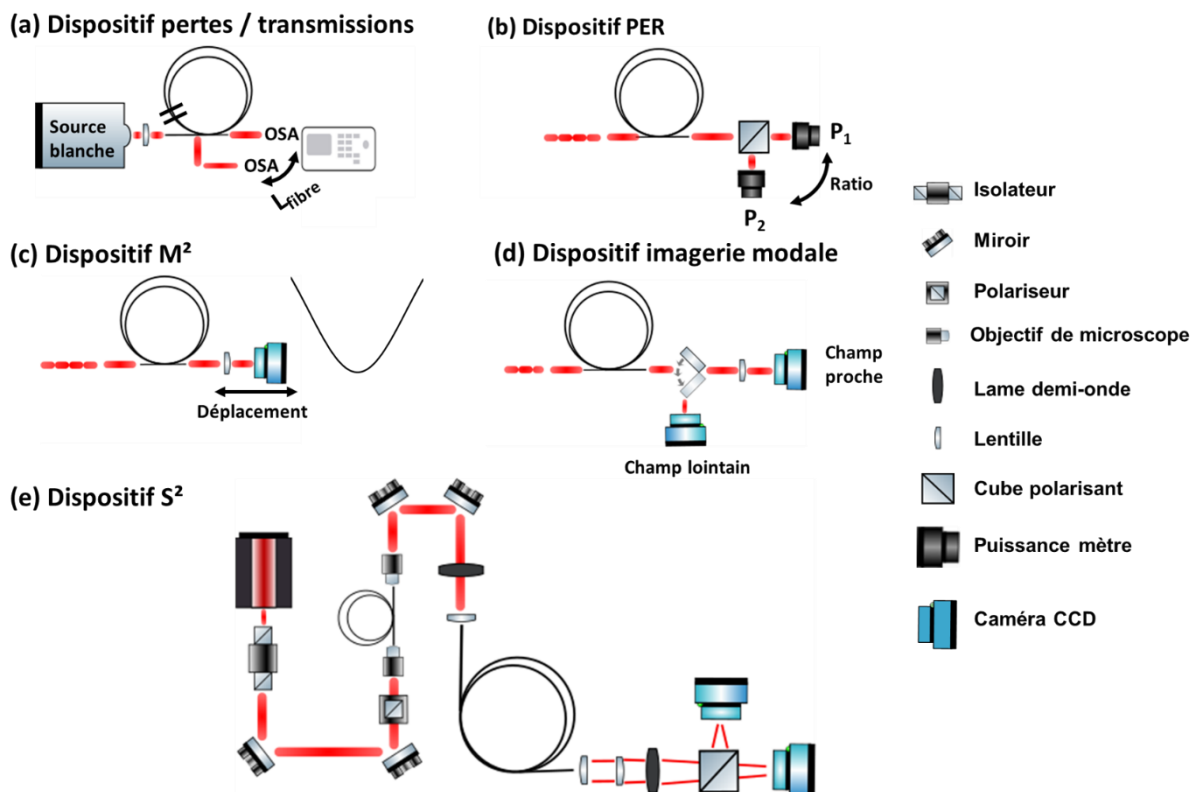


Figure III-11 : Illustrations schématiques des principaux dispositifs expérimentaux utilisés pour les caractérisations linéaires des fibres creuses : (a) Pertes / transmissions ; (b) PER ; (c) M^2 ; (d) Imagerie modale et (e) S^2 .

Le traitement des données est effectué grâce à un programme Matlab développé en collaboration avec le CEA Cesta et dont le fonctionnement est détaillé dans la référence [111].

III.4.2. Fibres creuses retenues

Les outils de caractérisations linéaires ont permis d'identifier les propriétés optiques nécessaires au guidage de faisceau d'une part et aux applications de compression d'autre part. Un bilan des cinq fibres retenues pour la suite est donné ici.

III.4.2.1. Fibre #1 (fibre creuse standard-Yb GLOphotonics)

La première fibre, notée fibre #1, correspond au standard proposé par la société GLOphotonics, spécialement conçue pour permettre un guidage efficace à la longueur d'onde d'émission des lasers ytterbium. Sa structure repose sur une gaine à maille Kagomé avec un cœur à 7 défauts (ou 7 cell) de 58 μm de diamètre, Figure III-12 (a).

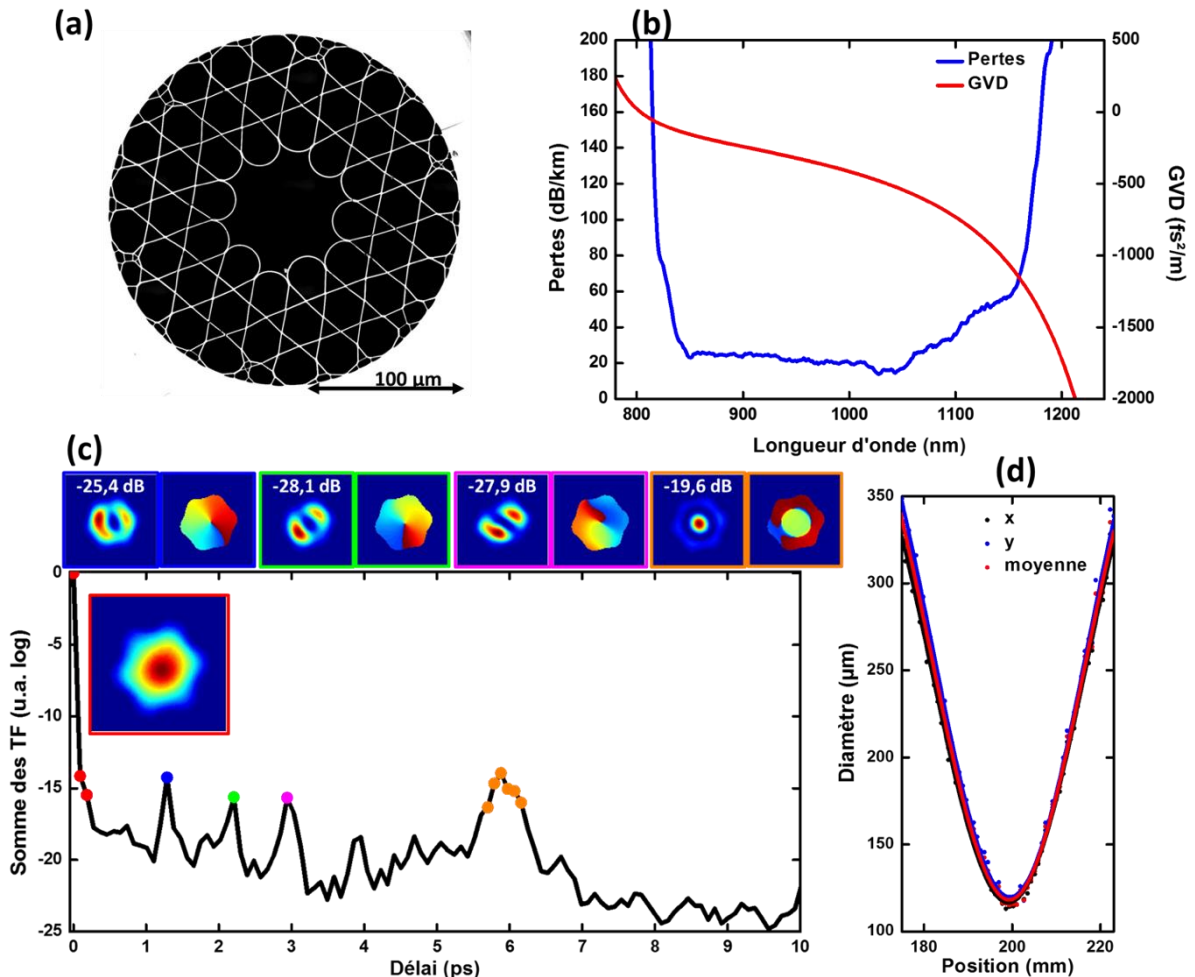


Figure III-12 : (a) Coupe transverse de la fibre #1 ; (b) Pertes et GVD sur la bande de transmission centrée à 1 μm ; (c) Résultats de mesure de S^2 sur 5 m de fibre ; (d) Caustique de la mesure de M^2 .

Cette fibre possède plusieurs bandes de transmission s'étendant du visible au proche infrarouge.

Nous allons plus particulièrement nous intéresser à la région spectrale comprenant la longueur d'onde d'intérêt de 1030 nm. Cette bande de transmission a été optimisée pour faire apparaître des pertes inférieures à 50 dB/km sur plus de 300 nm de large avec un minimum de 20 dB/km autour de 1030 nm, Figure III-12 (b). Le profil de dispersion a été ajouté à cette courbe de pertes. Compte tenu du positionnement de la bande de transmission, la GVD est de l'ordre de $-480 \text{ fs}^2/\text{m}$ à 1030 nm donc en régime de dispersion anormal favorisant la génération d'un effet solitonique. Ce mécanisme sera exploré dans le chapitre IV.

De plus, l'incidence des pertes par courbure de cette fibre a été étudiée et nous permet de conclure que celles-ci seront inférieures à 0,5 dB/tour si le rayon de courbure reste supérieur à 10 cm. Cette fibre est donc peu contraignante vis-à-vis de son positionnement durant son utilisation. Enfin, une mesure S^2 a été obtenue pour une longueur de 5 m. Le résultat de la Figure III-12 (c) montre la présence de plusieurs modes d'ordre élevé. Le mode fondamental reste ici prépondérant. Trois autres modes, s'apparentant à des LP_{11} sont observés avec des extinctions supérieures à 25 dB vis-à-vis du mode fondamental. Un dernier mode d'ordre supérieur LP_{02} est observé autour de 6 ps avec une extinction de 19,6 dB. Ce poids plus important peut s'expliquer par son fort recouvrement spatial avec le mode fondamental.

Ce comportement faiblement multimode est confirmé par une mesure de M^2 démontrant une valeur de 1,08, représentée par sa caustique en Figure III-12 (d).

III.4.2.2. Fibre #2 (fibre creuse Kagomé record à 1 μm) et fibres #3 #4 associées

Durant l'étude systématique qui a été présentée en Figure III-13, une fibre particulièrement intéressante a été fabriquée que l'on notera fibre #2. Il s'agit à nouveau d'une fibre 7 cell possédant un cœur de 59 μm pour une épaisseur des ponts de silice de 810 nm, Figure III-13 (a).

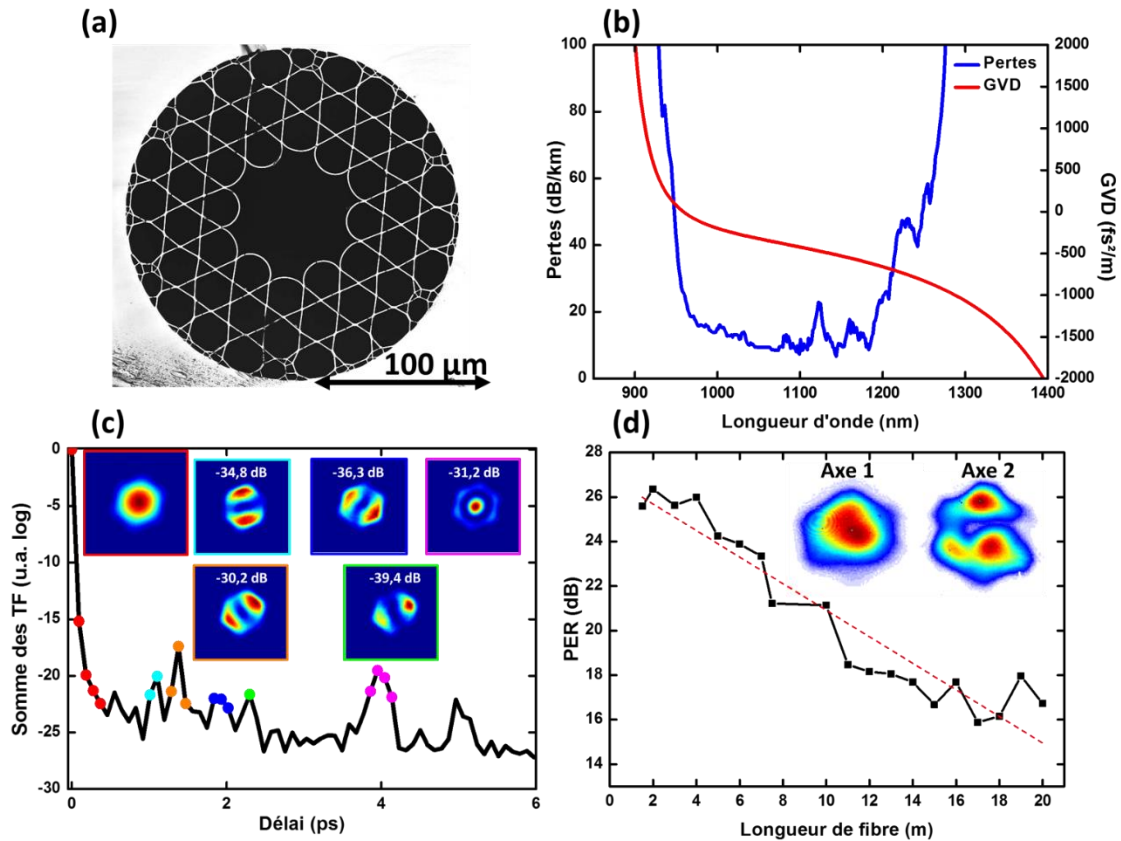


Figure III-13 : (a) Coupe transverse de la fibre #2 ; (b) Pertes et GVD sur la bande de transmission centrée à 1 μm ; (c) Résultats de mesure de S^2 sur 5 m de fibre ; (d) Mesure de PER pour différentes longueurs de fibre et modes en champ proche associés à chaque port de l'optique polarisante.

Ces pertes ainsi que la GVD qui lui est relative sont montrées en Figure III-13 (b). Il est à noter que les pertes mesurées avec des valeurs inférieures à 10 dB/km autour de 1 μm représentaient l'état de l'art au moment de sa réalisation. Cette fibre, grâce à un cœur doté d'une plus large épaisseur de silice, présente un profil de dispersion différent de celui de la fibre #1. Ainsi, à la longueur d'onde 1030 nm, la valeur de GVD est de -280 fs²/m. Cette valeur se rapprochant du zéro de dispersion, les dynamiques d'élargissement spectral pourront donc être atteintes plus efficacement. Ce régime utilisé à haute puissance sera détaillé dans le chapitre VII.

Une mesure du contenu modal de cette fibre pour une longueur équivalente de 5 m a également été réalisée, dont les résultats sont présentés en Figure III-13 (c). Comme précédemment, cette fibre montre une propagation faiblement multimodale avec des extinctions des modes d'ordres élevés supérieures à 30 dB. Le PER a ici été mesuré à 1064 nm pour différentes longueurs de fibre, dont les résultats sont reportés en Figure III-13 (d). De fortes valeurs ont été obtenues, plus de 26 dB pour une longueur de 2 m. Il est à noter que le PER décroît ensuite de manière régulière de 0,6 dB/m et reste tout de même supérieur à 16 dB pour une longueur de 20 m. En ce qui concerne la sensibilité à la courbure, tout comme la fibre #1, celle-ci peut également être contrainte à des rayons de courbure de 10 cm sans engendrer des pertes additionnelles significatives.

Les fibres #1 et #2 ne sont pas les seules design 7-cell que nous rencontrerons dans les prochains chapitres. En effet, deux autres fibres appelées fibre #3 et #4 seront utilisées. Les épaisseurs de silice de ces fibres permettent un décalage des bandes de transmission, voir

Figure III-14 (a), guidant ainsi le 1030 nm dans une bande d'ordre élevée plus étroite. La dispersion en sera aussi impactée comme l'indique la Figure III-14 (b).

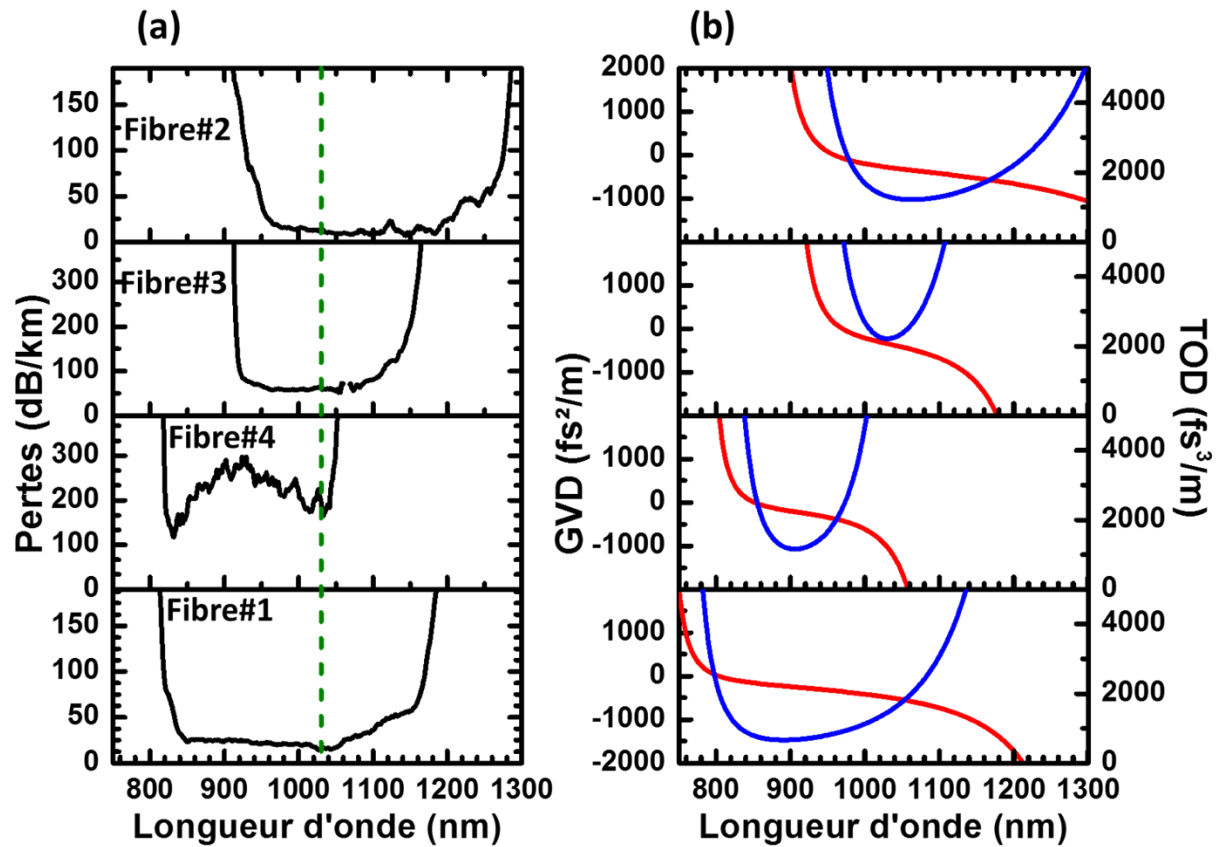


Figure III-14 : Représentations (a) des pertes ; (b) GVD (rouge) et TOD (bleu) pour les différentes fibres creuses Kagomé 7cell utilisées.

III.4.2.3. Fibre #5 (fibre creuse tubulaire record pour l'UV)

Durant mes travaux de recherche, une autre structure de fibre a aussi été étudiée. Il s'agit de la structure tubulaire pour laquelle on a démontré une amélioration du guidage de la lumière aux courtes longueurs d'onde, notamment dans le domaine de l'UV. Sa structure fait apparaître un cœur de 21 μm de rayon, pour une épaisseur de tube de silice de 610 μm , Figure III-15 (a).

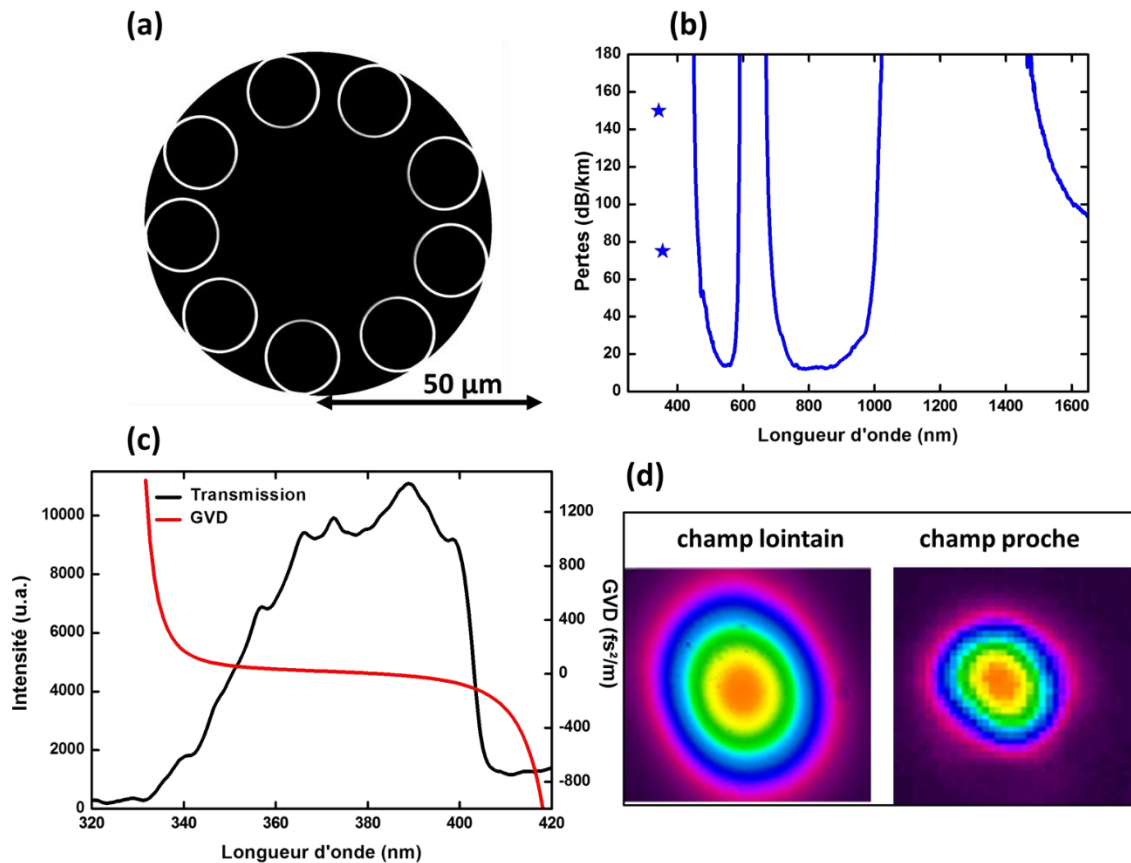


Figure III-15 : (a) Coupe transverse de la fibre #5 ; (b) Pertes linéiques mesurées par une source supercontinuum (ligne pleine) et à des longueurs d'ondes fixes (marqueurs) ; (c) Résultats de mesure de S^2 sur 5 m de fibre; (d) Champs proche et lointain à 343 nm.

Les pertes ont été mesurées en dessous des 20 dB/km autour de 800 nm ainsi que 150 et 75 dB/km à 343 et 355 nm respectivement (voir Figure III-15 (b)) La transmission dans l'UV ainsi que la GVD est tracée en Figure III-15 (c). Il apparaît une GVD de l'ordre de 113 fs²/m à 343 nm, ce qui va nous permettre par la suite de nous trouver dans un régime de dispersion normal, propice à un élargissement par SPM. Cette dynamique sera décrite dans le chapitre VIII.

Finalement les champs proche et lointain ont été enregistrés à 343 nm et montrent un guidage relativement monomode, Figure III-15 (d). La mesure de S^2 ici n'a pas pu être appliquée car disponible uniquement autour de 1 μm du fait de la source pompe utilisée. Pour cette structure tubulaire, une sensibilité plus forte aux courbures a été observée.

La synthèse de ces cinq fibres est faite dans le tableau suivant où les valeurs reportées sont prises à la longueur d'onde 1030 nm pour les premières et 343 nm pour la dernière.

Table III-2 : Synthèse des valeurs de GVD et TOD des fibres 7cell, à 1030 nm et tubulaire à 343 nm.

	Fibre #1	Fibre #2	Fibre #3	Fibre #4	Fibre #5
GVD (fs ² /m)	-480	-280	-208	-1025	68
TOD (fs ³ /m)	1460	1311	2215	11655	442

Chapitre IV :

HC-PCF plateforme pour l'optique non-linéaire

Ce chapitre se propose de mettre en exergue la capacité des fibres creuses en tant que plateforme unique pour l'optique non-linéaire. A cette fin, seront rappelées, dans une première partie, les récentes avancées obtenues dans le domaine du transport de fortes énergies et de dynamiques spectrales dans les fibres creuses à IC remplies de gaz. De par les performances atteintes en termes de confinement optique à l'échelle micrométrique et de tenue aux flux, l'air sera alors considéré comme un milieu non-linéaire d'intérêt.

Dans un second temps, la démonstration d'un peigne de fréquence par Raman et la génération d'un supercontinuum seront présentées dans ces fibres creuses simplement exposées à l'air ambiant.



IV.1. Introduction

De récents travaux menés au sein de notre groupe ont mis en lumière le potentiel des fibres creuses à IC pour les applications de transport d'énergie d'impulsions intenses et de durées ultra-courtes.

En effet, de par le mécanisme de guidage, le facteur de recouvrement du champ guidé dans l'air avec les ponts de silice qui l'entourent sont réduits à des niveaux jusque-là non atteignables. Nous faisons référence à des valeurs allant de 10^{-4} à 10^{-6} selon les structures de fibres. Ainsi, en 2014, il a été mis en évidence un transport d'impulsions de 600 fs à 1 mJ sur plus de 10 m de fibre, et ce sans aucune distorsion temporelle et avec une efficacité de 70%.

Pour souligner la performance, il faut comprendre que la densité de puissance mise en jeu est ici supérieure au seuil de dommage de la silice, rendant inopérante toute autre solution fibrée pour le déport de telles impulsions. La figure IV-1 reprend les résultats publiés en [72] pour le cas d'une fibre à maille Kagomé 19cell et 7cell remplie d'hélium.

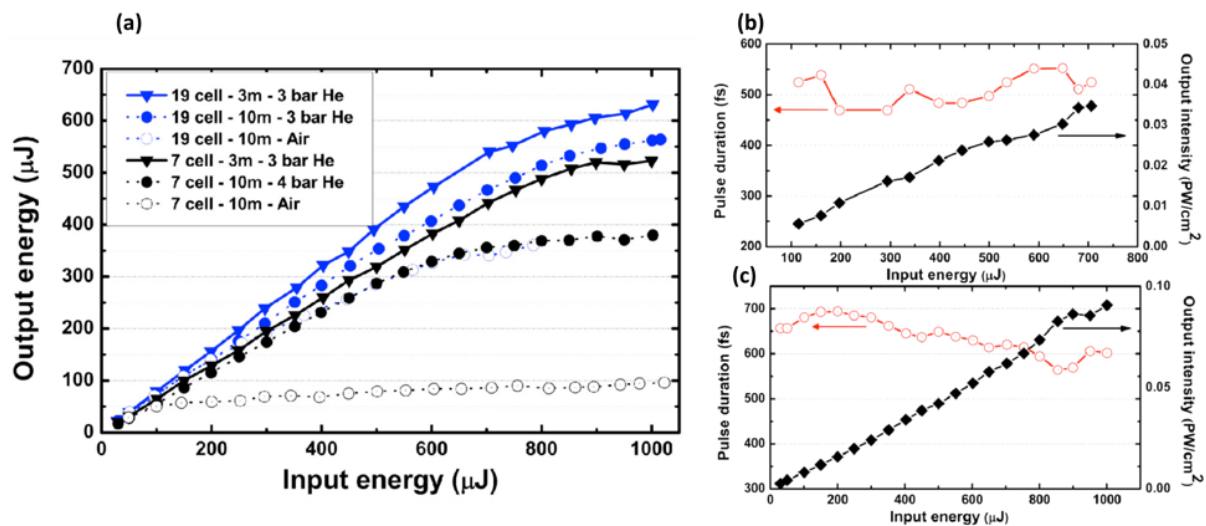


Figure IV-1 : (a) Energie en sortie des fibres creuses à IC en fonction de l'énergie à l'entrée. Durée d'impulsion en sortie de fibre en fonction de l'énergie, (b) 19cell; (c) 7cell [72].

Le succès du transport de telles énergies à des échelles transverses micrométriques permet aussi d'envisager ces fibres comme une plateforme pour la génération d'effets non-linéaires intenses. Deux exemples sont donnés ci-après.

Le premier a été obtenu en utilisant la fibre 7-cell, toujours remplie de 3 bar d'hélium, mais dont la longueur est passée de 3 m à 10 m. Cette augmentation de la longueur d'interaction a suffi pour obtenir un élargissement spectral par SPM malgré l'indice faiblement non-linéaire de l'hélium (cf. Table III-1 du chapitre III) comme l'indique la Figure IV-2 (b). L'évolution spectrale avec l'augmentation de l'énergie d'impulsion montre un décalage vers le rouge indicatif d'un glissement fréquentiel d'un soliton par effet Raman. Ceci est en concordance avec la dispersion anormale et le haut seuil d'ionisation de l'hélium.

La seconde démonstration porte sur une configuration où la fibre est exposée simplement à l'air ambiant. Comme on peut le voir sur la Figure IV-2 (a), la propagation d'impulsion de ces 600 fs dans 3 m de fibre 19-cell, a mis en évidence une dynamique non-linéaire solitonique cette fois-ci pour des niveaux d'énergie dont le seuil de départ se situe autour de 100 μJ .

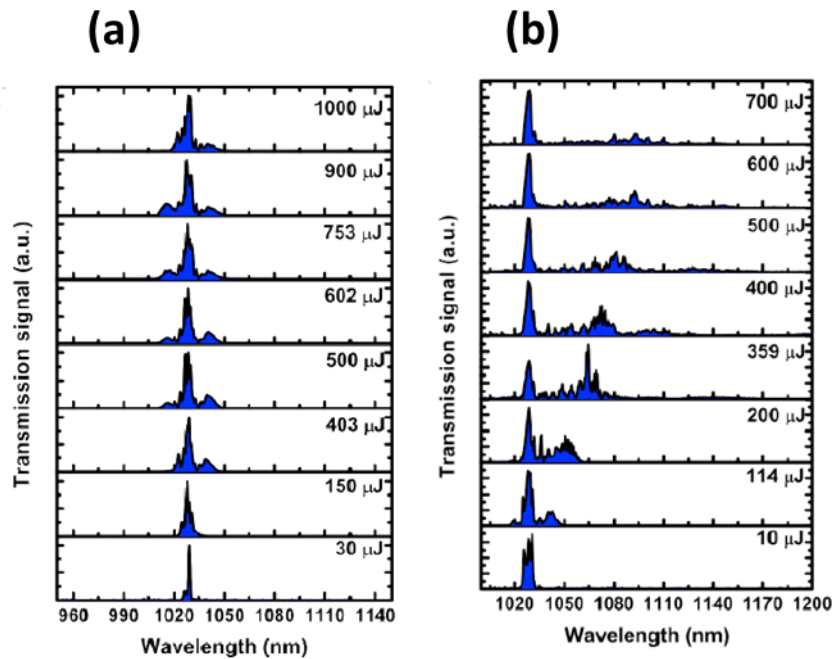


Figure IV-2 : Spectres expérimentaux de la fibre (a) 19cell, 3m remplie d'air ; (b) 7cell, 10 m remplie d'hélium (issue de [72]).

Le tableau ci-dessous donne les grandeurs caractéristiques dans les deux régimes, grandeurs qu'il sera fort utile d'avoir à l'esprit par la suite.

Table IV-1 : Figure issue de [72].

	<i>He-filled 19 cell fiber</i>	<i>Air-filled 19 cell fiber</i>	<i>He-filled 7 cell fiber</i>	<i>Air-filled 7 cell fiber</i>
Dispersion length, L_D (m)	555	577	28	28
Nonlinear length, L_{NL} (m)	1.9	0.09	0.9	0.04
Self-focusing critical power, P_{sc} (GW)	2026	9.5	2026	9.5
Ionization threshold intensity, I_{th} (TW.cm ⁻²)	200	40	200	40

On constate à l'image du chapitre III, que la taille du cœur de la fibre et le milieu gazeux inséré permettent un contrôle important sur les caractéristiques du guide d'onde. A titre d'exemple, la longueur de dispersion et la longueur non-linéaire peuvent facilement être augmentées respectivement d'un ou de deux ordres de grandeur. Dans ce contexte, le potentiel de cette plateforme va être exploré plus en détail dans la section suivante. Nous souhaitons y mettre en évidence la richesse que l'air ambiant peut offrir en tant que milieu non-linéaire.

IV.2. L'air en tant que milieu non-linéaire

Plusieurs phénomènes, comme nous l'avons décrit dans le chapitre II, peuvent apparaître grâce à la contribution de la susceptibilité d'ordre 3. Nous retrouverons ainsi les effets de SPM, de FWM (*Four-Wave Mixing*, pour mélange à 4 ondes), de THG (*Third-Harmonic Generation*, pour génération de troisième harmonique) et de SRS (*Stimulated Raman Scattering*, pour

émission Raman stimulée). Ce dernier effet, résonnant, se caractérise par la conversion de la longueur d'onde de pompe vers des longueurs d'onde déterminées par :

$$\nu_{\pm m} = \nu_p \pm m\nu_R \quad \text{Eq. IV-1}$$

où ν_R représente la fréquence de transition Raman du milieu vers les lignes Stokes (valeurs soustraites) et anti-Stokes (sommées) et m un entier correspondant aux ordres de génération. Le milieu qui sera employé est ici l'air ambiant. Il se compose majoritairement de 78% de diazote (N_2), de 21% de dioxygène (O_2) et de moins de 1% d'argon. Ses propriétés non-linéaires sont résumées dans la Table IV-2, où nous nous sommes particulièrement attachés aux transitions Raman vibrationnelles des deux molécules majeures, à savoir une fréquence de 69,9 THz pour le N_2 et 46,6 THz pour O_2 . Leur gain relatif est de 35 et 22 10^{-3}cm/W , où g_{ss} est défini depuis : $I_s(L) = I_p \exp(g_{ss} I_p L)$, avec I_p l'intensité de la pompe et L la longueur de la fibre. Ce tableau fait également apparaître les lignes rotationnelles du N_2 (nous négligerons ici les rotationnelles du O_2).

Table IV-2 : Propriétés non-linéaires de l'air et de ses composés.

		Fréquence Raman de transition (THz)	g_{ss} (10^3cm/W)	T_2 (ps)	n_2 ($10^{-23} \text{m}^2/\text{W}$)
Air					5
N_2	Q(1)	69,9	35	7,1	4.5
	S(6)	1,8	6,3	≈ 200	
	S(8)	2,3	7,3		
	S(10)	2,8	7,2		
	S(12)	3,2	6,1		
O_2		46,6	22	5,9	30

Tout comme nous l'avons fait pour les longueurs non-linéaires et de dispersion, nous donnons ici les grandeurs caractéristiques des phénomènes subséquents. Tout d'abord, la longueur de génération Raman est définie comme [112], [113] :

$$L_R = \frac{25}{g_{ss} R(\tau) I_p} \quad \text{Eq. IV-2}$$

$$R(\tau) \approx \sqrt{\frac{T_2 \tau}{g_{ss} L I_p}} \quad \text{Eq. IV-3}$$

R le facteur de correction de la dépendance du gain Raman sur la durée. On remarque donc que L_R sera inversement proportionnel à la durée de l'impulsion. Ainsi, la contribution Raman sera d'autant plus forte que la durée de l'impulsion sera longue. Nous pouvons également définir la longueur caractéristique de la SPM. Pour ce faire nous devons choisir la largeur spectrale à atteindre à $L=L_{SPM}$. Elle sera choisie pour un élargissement du spectre initial de $2\Delta\nu_R$, couvrant ainsi le peigne généré par le Raman, assurant que la SPM domine.

$$L_{SPM} = \frac{\lambda_p \tau \Delta v_R}{n_2 I_p} \quad \text{Eq. IV-4}$$

L_{SPM} se comporte à l'inverse de L_R et va donc décroître avec la durée de l'impulsion. L'effet de SPM sera par conséquent le facteur dominant pour des durées d'impulsion courtes et inversement pour des durées plus longues, ce sera le Raman.

Un travail de thèse mené au sein du groupe s'est focalisé sur ces mécanismes et a montré que ce changement de régimes se produisait autour d'une durée impulsionnelle de 2 ps pour des énergies de 50 μ J avec un taux de répétition de 250 kHz dans le cas d'une fibre 7cell de longueur 3 m remplie d'hydrogène à 20 bar. La longueur de FWM peut, elle, se définir comme, [77] :

$$L_{FWM} = \frac{\lambda_p}{2\pi n_2 I_p} \quad \text{Eq. IV-5}$$

A noter que cet effet ne sera efficace que si l'accord de phase est satisfait, à savoir : $2\beta(v_p) = \beta(v_s) + \beta(v_{Id})$ où les indices S et Id correspondent au signal et à l'idler.

Pour finir, la longueur relative à la THG sera donnée par :

$$L_{THG} = \frac{25\lambda_p}{2\pi n_2 I_p} \quad \text{Eq. IV-6}$$

Bien que L_{THG} soit bien supérieure à L_{SPM} , du fait de l'espacement spectral entre la pompe et la THG, la génération sera tout de même observable expérimentalement dans les montages optiques proposés.

IV.3. Résultats expérimentaux

IV.3.1. Montages optiques / espace des paramètres

Afin d'étudier les effets qui viennent d'être présentés de manière indépendante, deux configurations de montage optique ont été mises en place, schématisées par la Figure IV-3. Ce banc expérimental se compose des quatre éléments suivants : un laser S-Pulse produit par la société Amplitude Systèmes générant des impulsions de 300 ps ou de 600 fs à la longueur d'onde 1030 nm, deux fibres exposées à l'air ambiant notées #3 et #4 (cf chapitre III pour plus de détails) et un analyseur de spectre et un mesureur de puissance en sortie de fibre.

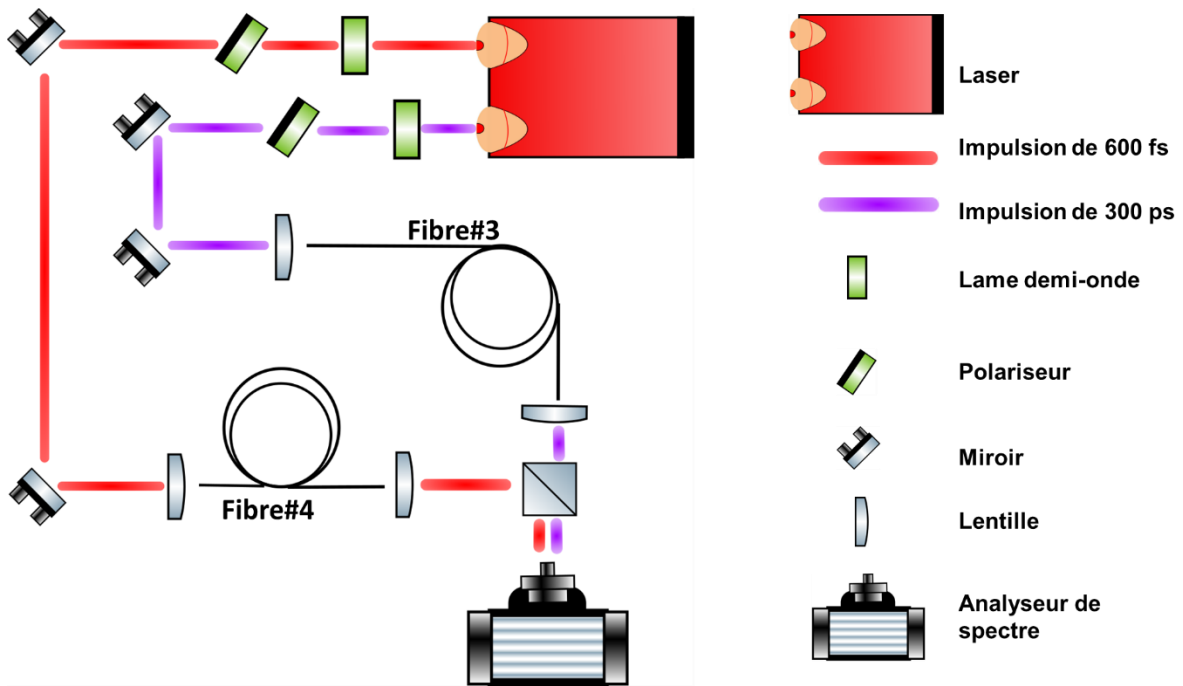


Figure IV-3 : Banc expérimental double voie (300 ps ou 600 fs de durée impulsionnelle) à 1030 nm.

Dans ces deux configurations, nous pouvons ainsi trouver les longueurs caractéristiques qui détermineront les dynamiques non-linéaires. La Table IV-3 récapitule les données dans le cas d'une énergie de 800 μJ . Cette table confirme que, pour des durées courtes de 600 fs, ce sont les effets de SPM qui dominent sur le Raman et inversement pour le cas du 300 ps.

Table IV-3 : Longueurs caractéristiques à 800 μJ en fonction de la durée de l'impulsion.

Durée	L_R	L_{SPM}	L_{FWM}	L_{THG}
600 fs	15	1,3	$\approx 0,6$	15
300 ps	0,65	1,3	$\approx 0,6$	15

Les courbes de pertes et de dispersion des fibres #3 et #4 sont rappelées en Figure IV-4 dont les valeurs de GVD à 1030 nm sont respectivement de -208 fs^2 et -1025 fs^2 . La pompe se trouvera donc très proche du ZDW (*Zero-Dispersion Wavelength*, pour longueur d'onde à dispersion nulle) pour la fibre #3, alors qu'elle sera dans un régime de dispersion fortement anormale avec la fibre #4.

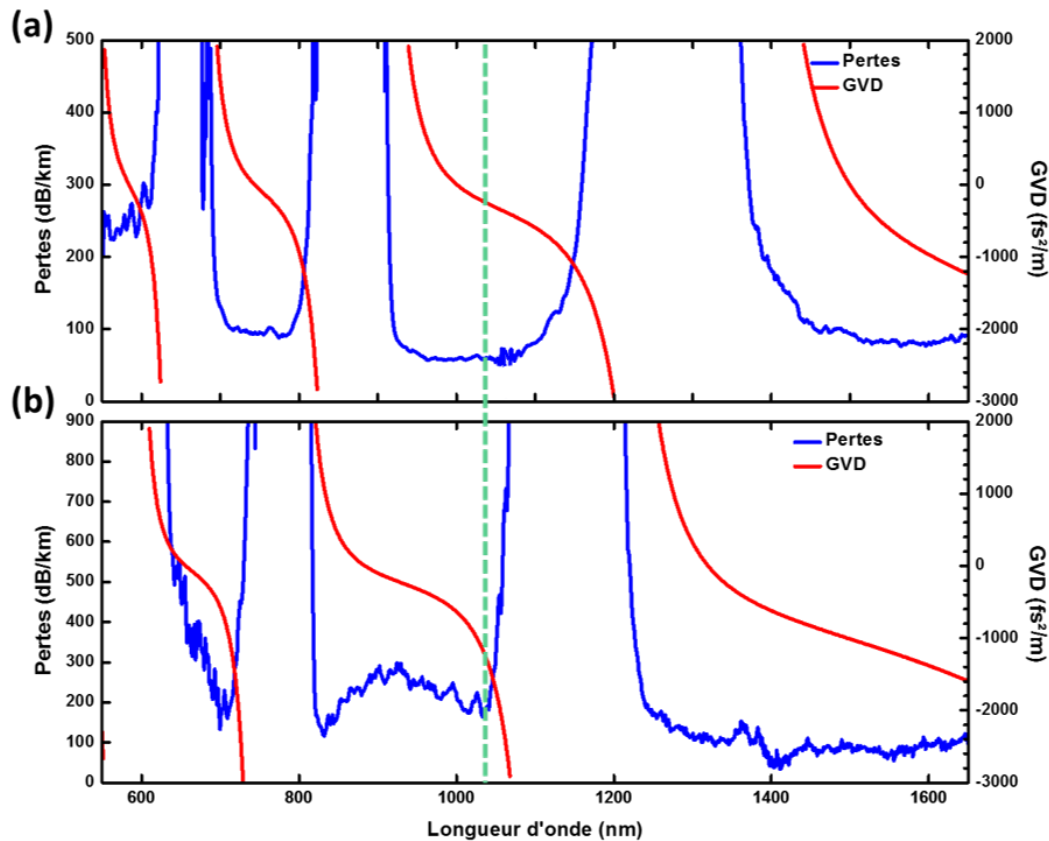


Figure IV-4 : Pertes et GVD de (a) la fibre #3 et (b) la fibre #4.

IV.3.2. Génération de peigne Raman

La première dynamique mise en avant provient du couplage des 300 ps au travers de la fibre #3 pour des énergies allant jusqu'à 1,36 mJ. L'évolution qui en résulte est reproduite sur la Figure IV-5 (a) où la génération du peigne Raman constitué de lignes spectrales bien distinctes, espacée de 70 THz, apparaît sur une large gamme allant de 600 nm à 1375 nm. Les premiers Stokes (S1) et Anti-Stokes (AS1), réponse vibrationnelle Q(1) du N₂, sont présents pour une énergie de sortie de 580 μJ. Les second et troisième Anti-Stokes apparaissent pour des énergies respectivement de 750 μJ et 1200 μJ. Chaque ligne ainsi produite subit un élargissement durant la montée en énergie, lequel est attribué à la réponse rotationnelle du N₂ détaillé sur la Figure IV-5 (b) pour l'AS2, où les lignes relatives aux rotationnelles S6 se distinguent ici davantage que les S8.

On peut également noter que la transmission reste supérieure à 83% jusqu'à 700 μJ et qu'elle atteint 75% lors de l'apparition du peigne, prouvant ainsi que la dynamique de génération de peigne Raman induit peu de pertes. De plus aucun effet de SPM n'est observable ce qui corrobore l'analyse des longueurs caractéristiques faite au niveau de la Table IV-3.

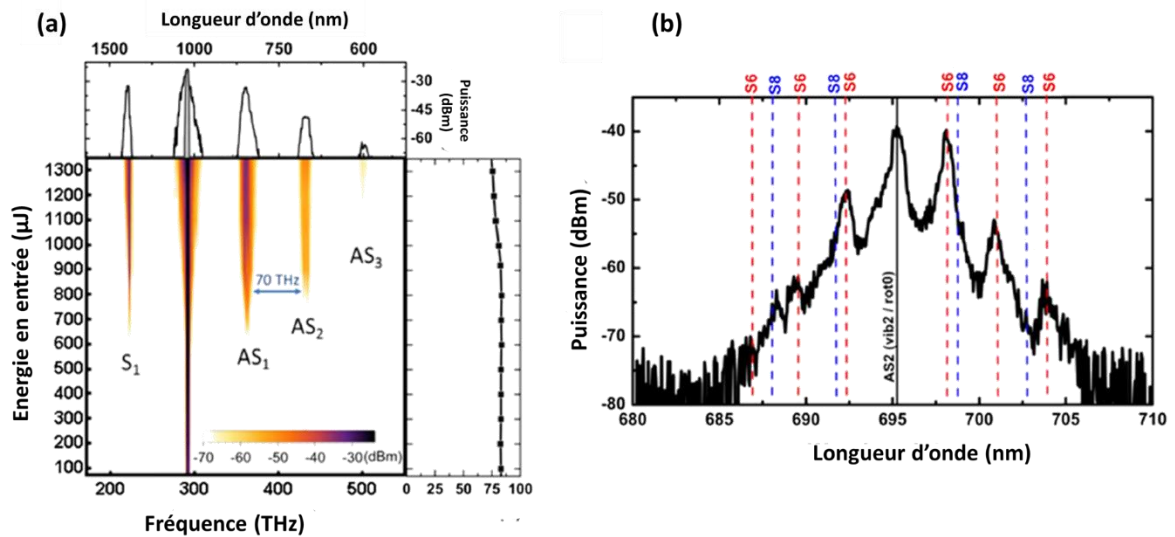


Figure IV-5 : (a) Evolution du spectre pour 3 m de fibre #3 remplie d'air. Figure supérieure : spectre pour 1,36 mJ. Figure de droite : transmission en fonction de l'énergie. (b) Réponse rotationnelle de la ligne AS2.

IV.3.3. Génération de Supercontinuum

La seconde dynamique spectrale est quant à elle totalement différente et apparait lors du couplage des impulsions de durée 600 fs dans 3,8 m de fibre #4. Dans cette configuration, la puissance crête est supérieure de 3 ordres de grandeur par rapport à l'étude précédente, avec une valeur maximale de 1,8 GW. La dynamique spectrale est ici dominée par les effets de SPM à basse énergie pour aboutir à l'apparition d'ondes solitoniques avec la montée en énergie. La génération expérimentale du supercontinuum se retrouve sur la Figure IV-6 (a) où on peut noter la décroissance de la transmission de 70% à 30% lors de son apparition. Le spectre en sortie de fibre pour 840 μ J nous permet de constater que toutes les bandes de transmission de la fibre #4 sans exception se retrouvent peuplées. Le supercontinuum ainsi généré est ensuite dispersé par un réseau où l'on trouve à nouveau les longueurs d'onde de coupure présentes dans la transmission de la fibre (Figure IV-6 (b)).

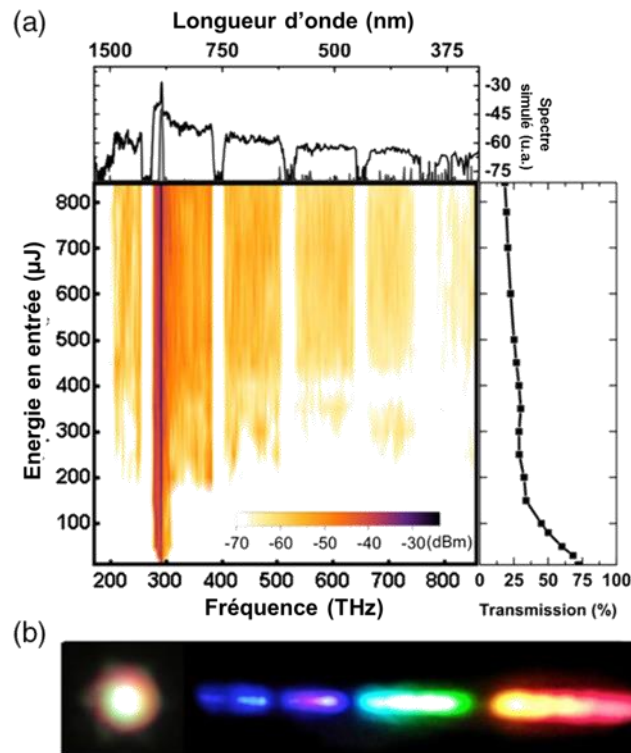


Figure IV-6 : (a) Evolution expérimentale du spectre pour 3,8 m de fibre #4. Figure supérieure : spectre en sortie de fibre pour 840 μJ . Figure de droite : transmission en fonction de l'énergie d'entrée. (b) Faisceau dispersé par un réseau en sortie de fibre.

Afin de mieux comprendre la dynamique du mécanisme non-linéaire, une étude numérique a également été menée, dont les résultats sont présentés sur la Figure IV-7 (a). Il est à noter que la longueur de la fibre a été réduite à 20 cm afin que l'on distingue mieux les différents phénomènes qui apparaissent. Le détail des spectres à 100, 200 et 400 μJ se trouve en Figure IV-7 (b). Ainsi, on peut noter qu'en premier lieu, la génération de la troisième harmonique se produit à basse énergie (visible à 100 μJ). Puis à partir de 200 μJ , un FWM apparaît, créant deux nouvelles fréquences qui vont permettre la génération en cascade de FWM dans la totalité des bandes de transmission de la fibre. L'accord de phase détermine l'efficacité de la FWM et du THG. Celui-ci est reproduit sur la Figure IV-7 (b) pour le mode fondamental où un accord apparaît entre la fréquence de pompe et les fréquences signal et idler. Le profil temporel reporté en Figure IV-7 (c) montre une impulsion structurée à haute énergie présentant un pic très fin en son centre.

Cet aspect temporel fera l'objet d'analyses approfondies dans le chapitre suivant.

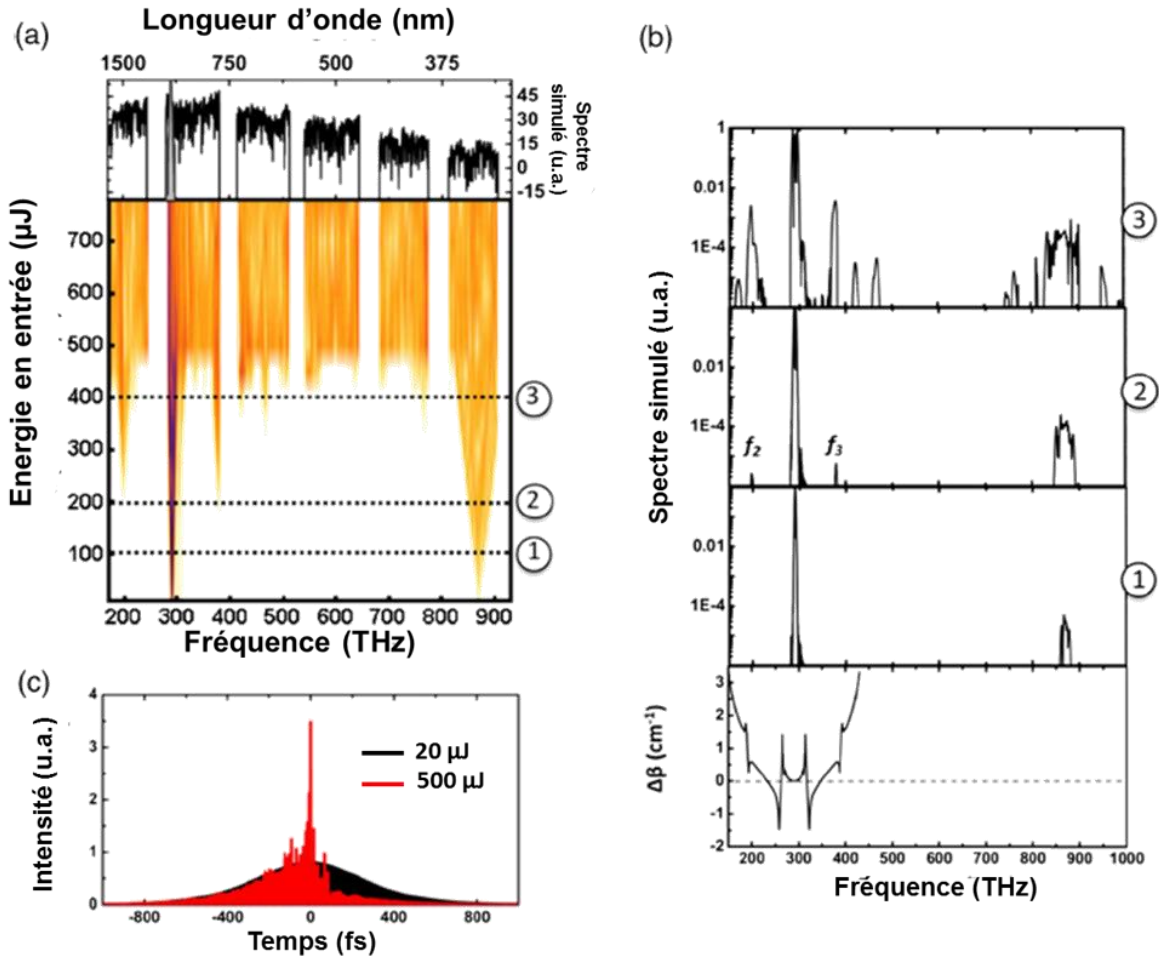


Figure IV-7 : (a) Evolution simulée du spectre pour 20 cm de fibre#4. Figure supérieure : spectre en sortie de fibre pour 840 μJ . (b) Spectre à 100, 200 et 400 μJ . Figure inférieure : accord de phase avec les fréquences f_1 et f_2 (Idler/Signal). (c) Profil temporel simulé pour 20 et 500 μJ .

La THG a par la suite été étudiée plus en détail numériquement et expérimentalement.

Ainsi il a été montré que l'accord de phase se fait entre le mode fondamental de la pompe et un mode d'ordre supérieur à 343 nm (de géométrie azimutale). Les résultats sont reportés sur la Figure IV-8 (a) où les accords préférentiels se font pour les modes HE_{12} et HE_{13} . Expérimentalement la THG a été mesurée pour 30 cm de fibre avec des puissances en entrée allant de 5 mW à 175 mW, Figure IV-8 (b). La génération de ce phénomène s'accroît fortement entre 155 mW et 175 mW et le champ lointain a été enregistré à 20 cm en sortie de fibre, encart Figure IV-8 (b).

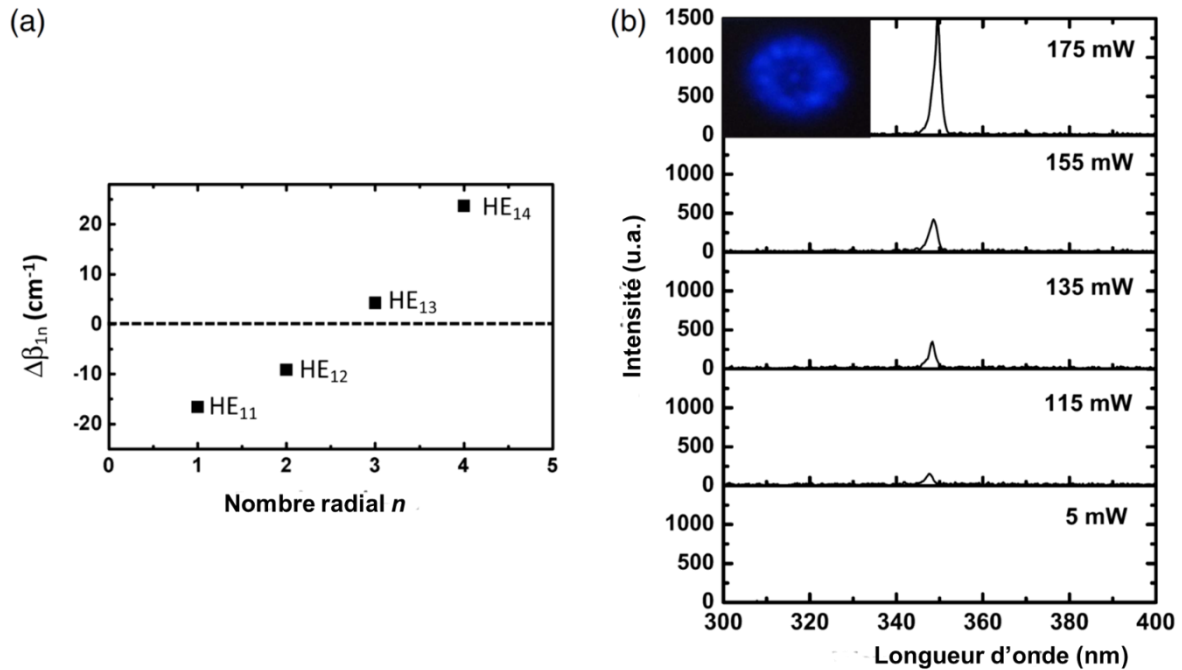


Figure IV-8 : (a) Accord de phase en fonction du nombre radial n .
 (b) Evolution expérimentale de la THG pour 30 cm de fibre #4.

Ainsi, si les énergies l'autorisent, l'air au sein de la fibre Kagomé permettra la génération de forts effets non-linéaires. Les paramètres de contrôle sont donc non seulement l'énergie de l'impulsion mais également la longueur de fibre utilisée.

IV.3.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons d'abord passé en revue les résultats précédents ayant établi la capacité des fibres photoniques à cœur creux IC à tenir le faisceau d'un laser USP d'énergie d'impulsion de 1mJ, et à offrir une plateforme pour l'optique non-linéaire avec une large dynamique des longueurs non-linéaires et dispersifs possibles grâce à un choix de gaz et à une conception de fibre judicieux.

Nous avons, ensuite, exposé nos résultats dont l'objectif est d'étendre ces travaux pour investiguer l'effet de la durée d'impulsion sur la dynamique non-linéaire de la propagation. Nous avons démontré la génération d'un peigne Raman dans une fibre IC remplie d'air ambiant et excitée par une impulsion large de 300ps. Avec cette durée d'impulsion, les résultats montrent un très faible élargissement par effet Kerr, essentiellement localisé au voisinage des lignes Raman. En revanche, quand la fibre est excitée par une impulsion de 500 fs, nous observons la génération d'un supercontinuum, « remplissant » toutes les bandes de transmission de la fibre mesurables par notre analyseur de spectre. L'évolution spectrale indique un « florilège » d'effets non-linéaires comprenant du FWM, THG et une dynamique solitonique. Ceci a été corroboré par des calculs numériques.

Chapitre V :

HC-PCF plateforme pour la compression d'impulsion

Ce chapitre présente l'évolution spectro-temporelle d'une dynamique d'auto-compression solitonique obtenue lors du guidage d'une impulsion USP dans une fibre Kagomé exposée à l'air ambiant. Ce processus aboutit à la réduction drastique de la durée des impulsions, de plusieurs centaines à quelques dizaines de femtosecondes. Le montage optique et les résultats décrits permettent d'établir une loi d'échelle liant la longueur de fibre à l'énergie nécessaire pour une compression optimale. Aussi, le chapitre montre l'observation d'un rebond spectral de l'impulsion comprimée. Il consiste en une séquence d'un décalage spectral dont la direction alterne entre le rouge et le bleu en fonction de l'énergie d'impulsion d'entrée.



V.1. Introduction

Dans le chapitre précédent nous avons démontré que la fibre IC exposée à l'air ambiant peut être le théâtre de d'effets optiques non-linéaires très variés. En particulier, une impulsion optique ultra-courte (i.e. <1 ps) peut subir un élargissement spectral de plusieurs octaves engendré par une cascade d'effets non-linéaires comprenant le mélange à quatre ondes, la troisième harmonique et surtout une dynamique solitonique, impliquant une auto-compression possible comme cela est montré par les simulations numériques.

Ici, nous exposons une série de résultats portant sur la compression d'impulsion dans l'air contenu dans une fibre photonique à cœur creux guidant par IC et excitée par des impulsions de durée de ~600 fs. La gamme d'énergie s'étend sur quelques centaines de micro-Joule. Pour cela, nous avons retenu deux fibres avec une dispersion anormale à 1030 nm (voir fibre #1 et fibre #2 dans chapitre III, pour plus de détails sur les propriétés des fibres). Le choix de ces fibres est motivé par le besoin d'éléments comparatifs pour évaluer la sensibilité de notre dynamique d'auto-compression. Le tableau ci-dessous illustre ce choix. La fibre #1 présente une GVD 1,7 fois plus forte que la fibre #2, alors que la différence relative de leur TOD est de seulement 24%. Il est donc possible de déduire qu'une différence dans la dynamique spectro-temporelle d'une propagation d'une impulsion ultra-courte sera dominée par la GVD. Dans ce cas, nous rappelons que l'effet Raman et celui du plasma jouent un rôle similaire dans le phénomène de décalage spectral mais opposé dans la direction du décalage (voir chapitre II). Eq. II-54 montre que le décalage induit par Raman est proportionnel à $|\beta_2|^{-1}E^4$, alors que l'expression de l'énergie du soliton fondamental est $\propto |\beta_2|$. Par conséquent, l'amorçage du décalage solitonique induit par Raman sera $\propto |\beta_2|^3$. Ainsi, la fibre #1 est relativement plus sensible au décalage par Raman. Aussi, la distance spectrale de la longueur d'onde de l'impulsion du ZDW des deux fibres diffère de >150 nm. Ceci est motivé par la volonté d'avoir un aperçu sur un potentiel effet d'instabilité modulationnelle rapporté dans [93].

Table V-1 : résumé des paramètres de dispersion et de non-linéarité optique des fibre #1 et fibre #2

	Fibre #2	Fibre #1
β_2 (à 1030 nm) [fs^2/m]	-280	-480
β_3 (à 1030 nm) [fs^3/m]	1648	1330
γ [$10^{-8}/Wm$]	2,66	2,31
ZDW [nm]	961	803

V.2. Montage optique et résultats

Dans cette étude, le critère de choix de la fibre est sa valeur de GVD qui autorise une propagation en régime de dispersion anormale. Ainsi les effets dispersifs liés au guide d'onde et la non-linéarité de l'air vont permettre la génération d'une dynamique d'auto-compression solitonique. Pour cela, la fibre sélectionnée est une structure à 7 défauts (similaire à la fibre #2) possédant un cœur de 54 μm de diamètre pour une GVD de - 300 fs^2/m à 1030 nm (longueur d'onde de pompe située à 70 nm du ZDW). La Figure V-1 (a) rappelle ces grandeurs. Le montage optique dans lequel la fibre sera intégrée est présenté en Figure V-1 (b). Il se compose du même laser S-pulse de la société Amplitude Système émettant des impulsions de 580 fs à des cadences de 1 kHz pour des énergies allant jusqu'à 1 mJ. Le couplage dans

la fibre est réalisée par deux miroirs et une lentille. Le faisceau en sortie de fibre est collimaté avant d'être dirigé par deux miroirs de faible dispersion vers un autocorrélateur et un analyseur de spectre.

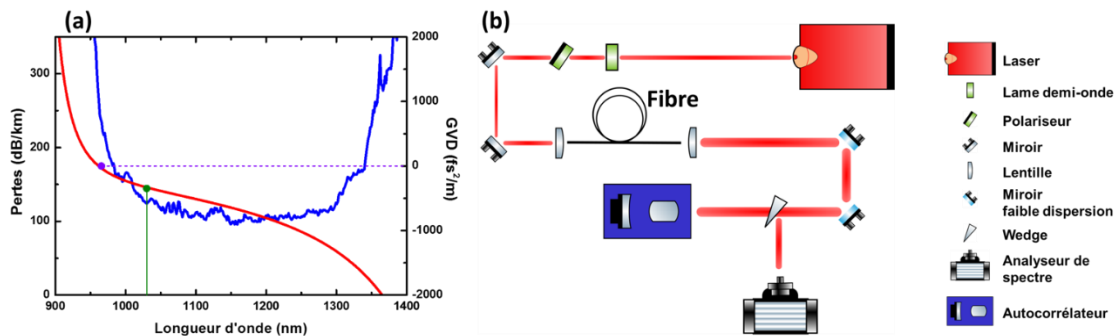


Figure V-1 : (a) Pertes et GVD de la fibre utilisée (marqueur mauve : ZDW, marqueur vert : GVD à 1030 nm). (b) Schéma du montage optique expérimental intégrant la fibre.

Tout comme dans le chapitre précédent, la dynamique spectrale est riche quelle que soit la longueur de fibre utilisée. La Figure V-2 présente les évolutions temporelles et spectrales expérimentales pour des longueurs de fibre allant de 20 cm à 2 m où l'énergie maximale couplée est de 640 μ J. L'évolution temporelle est réalisée par des mesures de traces d'autocorrélation.

Les résultats montrent une évolution très marquée qui se décompose en trois phases distinctes. Tout d'abord un faible élargissement spectral se produit sous l'effet de la SPM résultant en une compression d'un facteur 1,2. Ensuite, une dynamique dominée par la génération solitonique apparaît. Celle-ci est justifiée par l'observation d'un décalage spectral vers les basses longueurs d'onde, symptomatique d'un effet de glissement fréquentiel induit par une photo-ionisation [88], [114]. Il se produit à une intensité minimale de ~ 100 TW/cm². Le seuil d'amorçage de ce décalage dépend de la longueur de la fibre. Il est de moins de 40 μ J pour une longueur de 2m et atteint un seuil requis de plus de 200 μ J pour 20 cm de longueur de fibre.

Ce décalage est ensuite suivi d'une cascade de glissements fréquentiels vers les basses longueurs d'onde concomitant avec la génération de plusieurs pics sur cet intervalle spectral. Ces derniers montrent une évolution spectrale stable avec l'accroissement de l'énergie de l'impulsion d'entrée. Cette propriété laisse à penser qu'il s'agit d'un phénomène de fission solitonique suivi par une cascade d'ondes dispersives émises par les solitons d'ordre supérieur [94]. Les longueurs de ces ondes dispersives suivent la condition d'accord de phase donnée par Eq. II-56 du chapitre II. Ce phénomène a été observé dans les fibres photoniques à cœur solide, mais à notre connaissance, cela n'a jamais été rapporté pour le cas de soliton initié par plasma. Cette conjecture est soutenue par la structure temporelle quand l'énergie augmente, surtout pour de longs tronçons de fibre, ainsi que son évolution avec l'énergie.

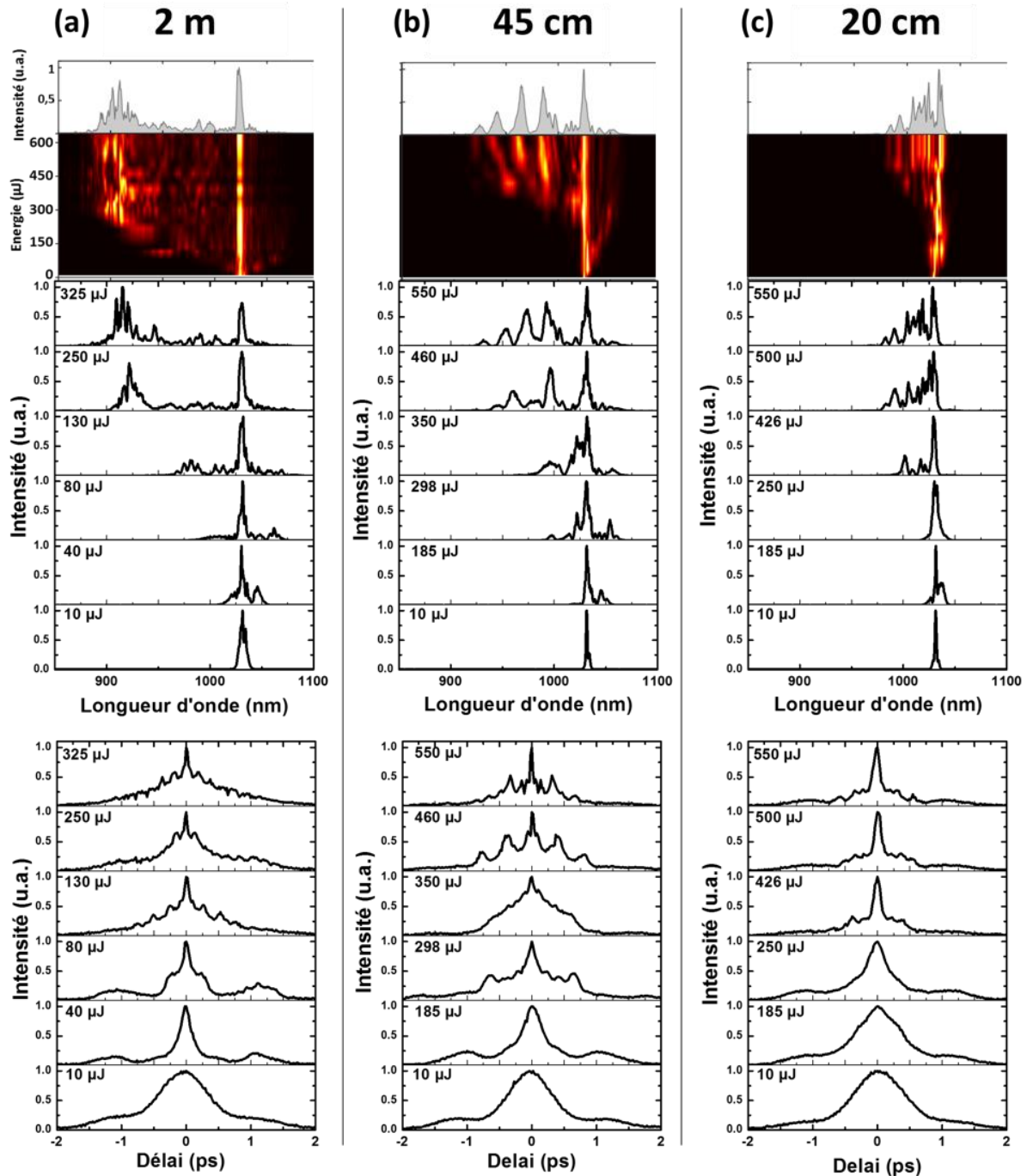


Figure V-2 : Evolution expérimentale des traces temporelles et spectrales pour (a) 2 m ; (b) 45 cm et (c) 20 cm de fibre.

Les traces d'autocorrélation pour les longueurs de fibre de 45 cm et de 2m, montrent la séquence suivante. L'impulsion d'entrée subit d'abord une compression forte et soudaine à une valeur d'énergie donnée dépendante de la longueur de la fibre. Pour une longueur de 2m, l'auto-compression démarre à une énergie d'à peine 40 μJ pour atteindre son « maximum » à 80 μJ . Cette séquence est atteinte à 185 μJ et 460 μJ pour 45 cm, et à 280 μJ et >550 μJ pour 20 cm de longueur de propagation. Cette séquence est montrée dans Figure V-3. Elle souligne bien la nature soudaine et forte de l'autocompression. La Figure V-3 (b) montre le coefficient de transmission en fonction de l'énergie d'entrée. Nous remarquons clairement des points d'inflexion pour les longueurs de 20 cm et 45 cm, correspondant à l'amorçage d'ionisation qui

entraîne une baisse de la transmission, qui diminue proportionnellement avec l'intensité de l'impulsion d'entrée. Aussi, les résultats montrent que l'énergie correspondant à l'inflexion de la transmission, induite par ionisation, correspond à l'amorçage de l'auto-compression. La corrélation entre le plasma et l'auto-compression est ainsi démontrée.

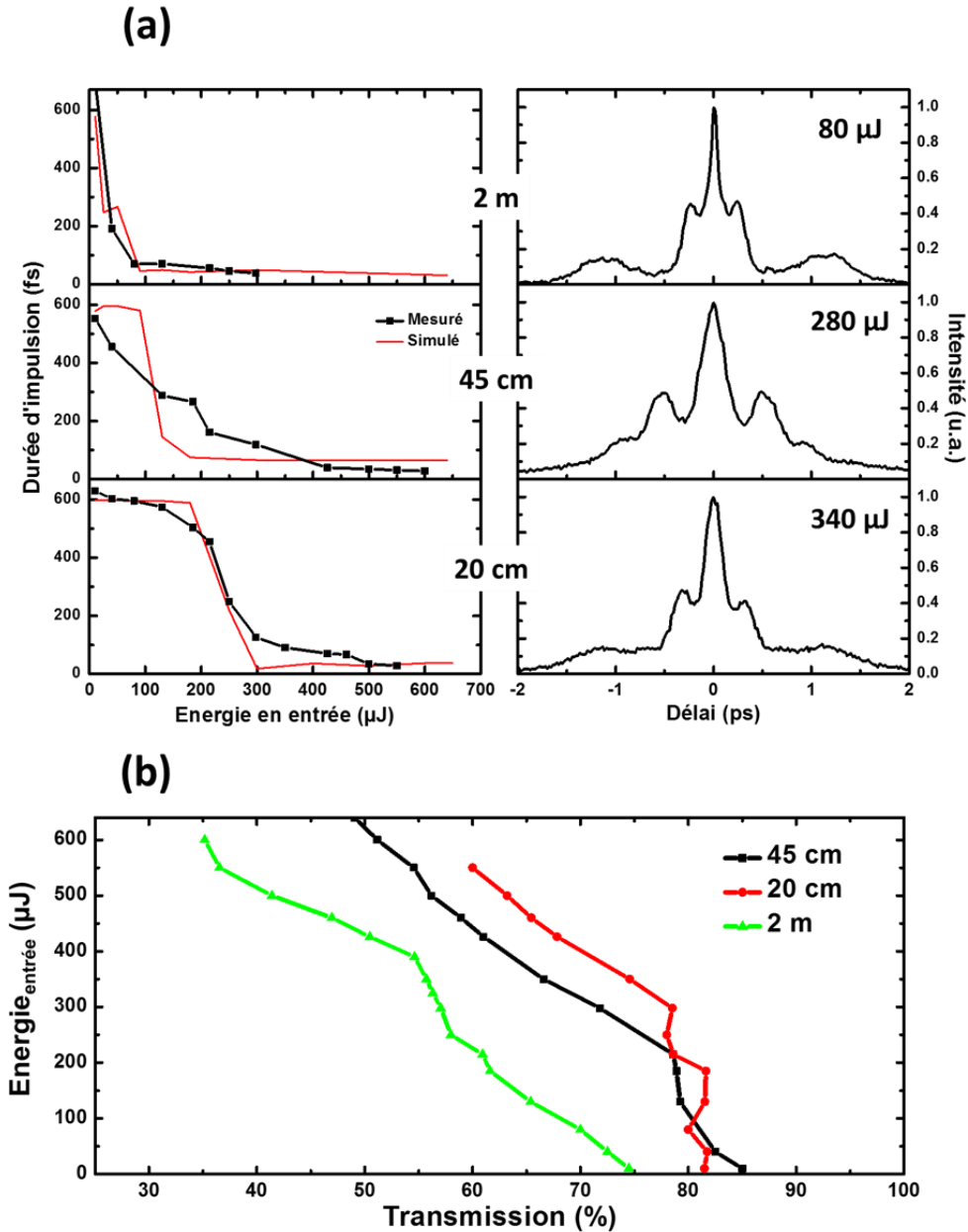


Figure V-3 : (a) Durées mesurées et simulées en fonction de l'énergie d'entrée pour les longueurs de 2 m, 45 cm et 20 cm ; exemple de traces d'autocorrélation aux points d'inflexion. (b) Evolution de l'énergie transmise en sortie de fibre.

Le maximum d'auto-compression est suivi aussitôt par l'émergence d'un piédestal composé de plusieurs impulsions dont le nombre augmente avec la longueur de la fibre et l'énergie. Enfin, ce régime d'ionisation s'accompagne d'une forte compression dans le domaine temporel comme le montre les courbes expérimentales d'autocorrélation. On peut constater que plus la longueur de la fibre augmente, plus les traces enregistrées deviennent structurées avec la présence d'un piédestal de plus en plus marqué. Il s'agit là de la conséquence d'une

génération de multiples impulsions incohérentes principalement due à l'ordre des solitons très élevés (>100 pour des énergies > 500 μJ). Cette auto-compression solitonique a ensuite été étudiée en traçant la durée de l'impulsion du pic central en fonction de l'énergie injectée en entrée de fibre. Comme le montre la Figure V-3 (a), la valeur optimale de compression est associée au point d'inflexion de la courbe. Le facteur de compression temporel correspondant est égal à 15 avec 16% de l'énergie d'impulsion située dans ce pic principal (dans le cas de la fibre de 2 m). Ainsi à une énergie de 600 μJ , la puissance crête de sortie atteint 1,5 GW soit une intensité proche de 62 TW/cm^2 .

Enfin, il apparaît clairement, dans le cas de la fibre utilisée, que le décalage du spectre vers les basses longueurs d'onde est limité par la bande de transmission de la fibre.

Une étude numérique a été menée pour deux énergies d'entrée illustratives de 90 μJ et 400 μJ , présentée en Figure V-4. Pour cela une collaboration a été menée avec Dr. Anton Husakou du Max Born de Berlin.

Les simulations ont été faites en utilisant la méthode UPPE (Unidirectional optical Pulse Propagation Equation [115]) qui ne nécessite pas l'approximation SVEA (décrite chapitre II). Les effets des pertes, de dispersion, Kerr, d'auto-raïdissement et d'ionisation (contribution du plasma sur la réfraction) ont été pris en compte.

La dynamique expérimentale, composée des trois phases décrites précédemment se retrouve également numériquement. Aussi les durées d'impulsions théoriques obtenues en sortie de fibre (courbe rouge – Figure V-3 (a)) présentent un bon accord avec l'évolution expérimentale observée.

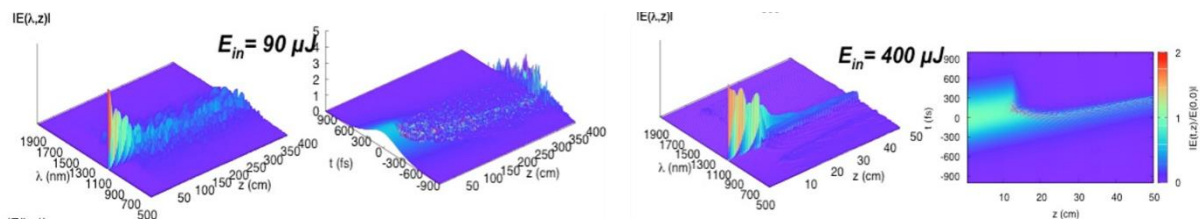


Figure V-4 : Etude numérique spectrale et temporelle pour les énergies de 90 μJ et 400 μJ en entrée.

Cette étude expérimentale a aussi permis de dégager une loi d'échelle, présentée sur la Figure V-5, reliant la longueur de la fibre et l'énergie nécessaire à la compression optimale de l'impulsion. Il apparaît ainsi que l'énergie requise diminue lorsque la longueur de la fibre augmente. Une trace d'autocorrélation est reproduite en insert avec un fit en sech^2 (durée de 40 fs pour 2 m de fibre).

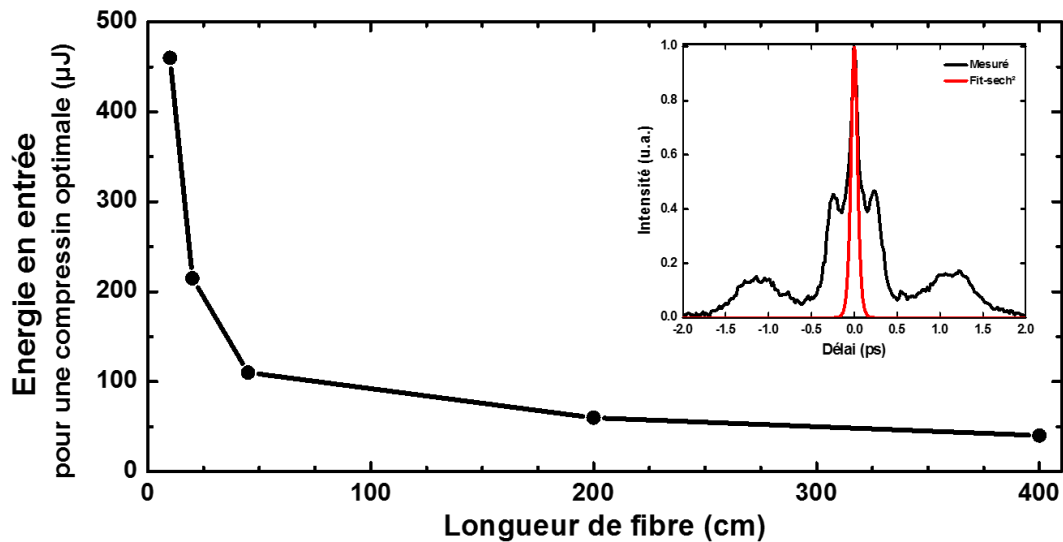


Figure V-5 : Loi d'échelle entre la longueur de la fibre et l'énergie nécessaire pour une compression optimale. Insert : trace d'autocorrélateur avec un fit en sécante hyperbolique ($\tau = 40$ fs) pour 2 m de fibre à 80 μ J.

Les mêmes expériences ont été reconduites pour la fibre #1, fibre standard-Yb de l'entreprise GLOphotonics. Comme cela a été exposé plus haut, la rationalité du choix de cette fibre est motivée par le fait qu'elle se distingue par une forte GVD et un plus fort éloignement spectral du ZDW (voir Table V-1). Ceci permet de favoriser l'auto-décalage par diffusion Raman, réduisant donc l'effet plasma observé plus haut.

Aussi, sur la caractérisation expérimentale, l'autocorrélateur a été remplacé par un FROG (*Frequency-Resolved Optical Gating*, [116]) permettant ainsi une analyse plus complète de la dynamique. La dynamique de propagation reste similaire et la loi d'échelle trouvée précédemment peut ainsi être complétée (voir Figure V-6 (a)). Les résultats montrent que le seuil d'énergies correspondant à une forte auto-compression est plus élevé pour la fibre #1. Ceci peut s'expliquer par le seuil d'énergie associé au soliton fondamental, qui est proportionnel à la valeur de la GVD de la fibre.

Aussi, les résultats montrent une meilleure performance de compression avec une durée mesurée de 20 fs et un piédestal fortement réduit, comme il est illustré dans la Figure V-6 (b). La figure montre une trace d'autocorrélation d'une impulsion s'étant propagée dans 2 m de la fibre #1. Le fit en sécante hyperbolique indique que plus de 50% de l'énergie est contenu dans cette impulsion soit 106 μ J (les pertes par transmission sont prises ici en compte) pour une intensité de 220 TW/cm². Enfin, la stabilité de la compression a également été monitorée sur cinq heures. Le résultat est reporté sur la Figure V-6 (c) où les traces de FROG initiale puis à 3h et 5h sont insérées. L'étude statistique montre une valeur moyenne de 20,6 fs avec une déviation de 0,5 fs.

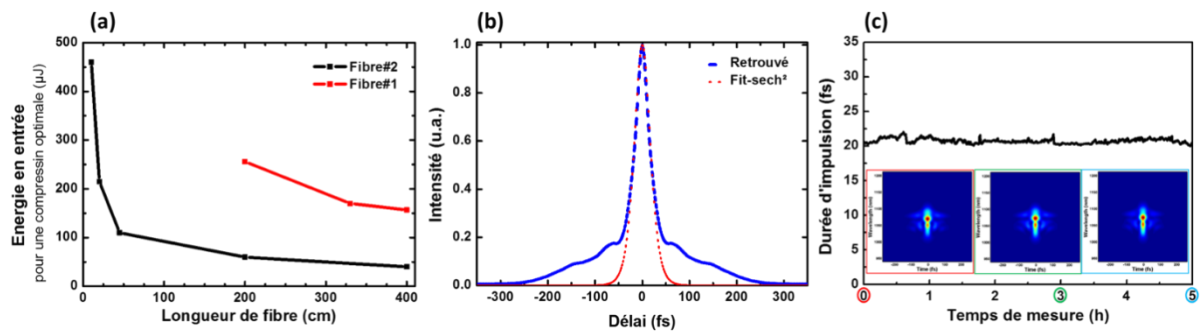


Figure V-6 : (a) Loi d'échelle pour les fibres #1 et #2; (b) Trace temporelle pour 2 m de fibre #1 à 256 μJ et son interpolation en fit-sech² ($\tau = 19,5$ fs); (c) Evolution de l'impulsion comprimée sur une période de 5 heures.

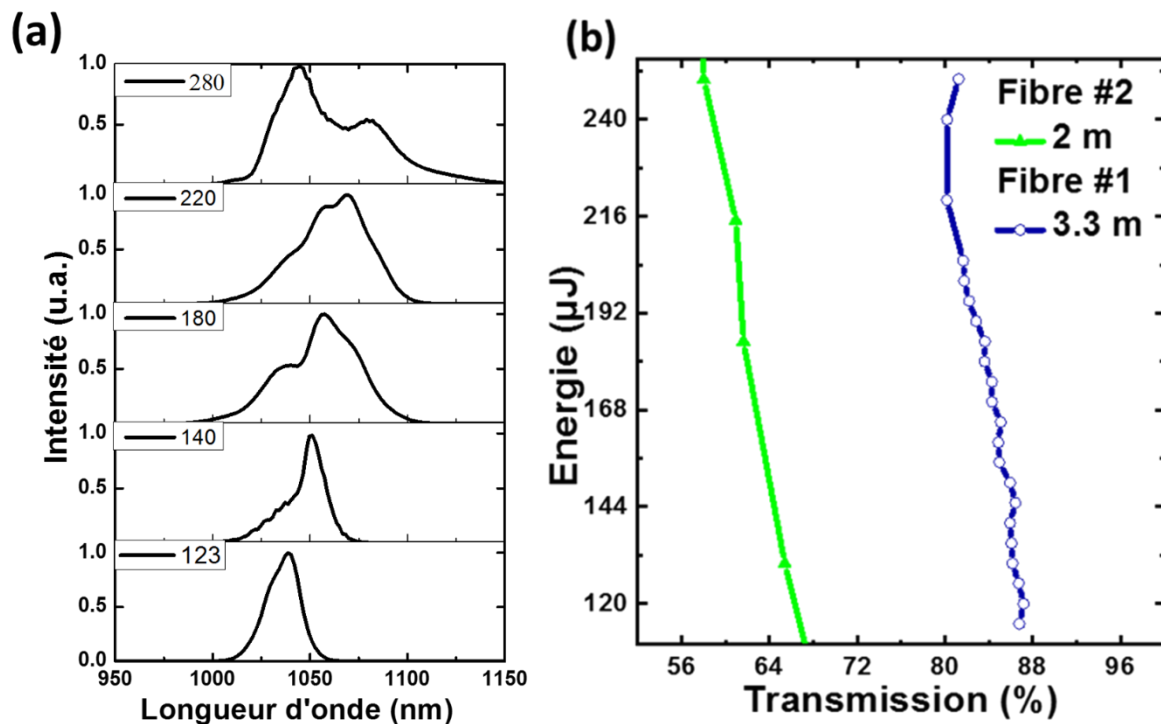


Figure V-7 (a) Evolution spectrale pour différentes énergies d'impulsion d'entrée. (b) Comparaison de l'évolution du taux de transmission de la fibre #1 avec la fibre #2 en fonction de l'énergie de l'impulsion d'entrée pour la fibre.

Figure V-7 (a) montre l'évolution spectrale pour des énergies entre 120 μJ et ~300 μJ. Les spectres montrent un profil et une évolution nettement différents des spectres obtenus avec fibre #2. Également, la Figure V-7 (b) montre le taux de transmission en fonction de l'énergie pour les deux fibres. Les résultats montrent un gradient comparable de la baisse du taux de transmission, indiquant la présence de photo-ionisation. La section suivante présente une dynamique spectro-temporelle impliquant un effet combiné entre l'auto-décalage induit par Raman et celui induit par plasma.

Les mesures présentées ci-dessus ont été reprises pour des longueurs de fibres de 3.3m et 4 m. Les résultats donnent une dynamique identique. La Table V-2 synthétise l'essentiel des résultats pour les trois longueurs. Quelle que soit la longueur de la fibre, à l'énergie optimale de compression, la transmission reste comprise entre 79% et 81%. Un facteur de compression de 29 est ainsi obtenu.

Table V-2 : Récapitulatif des résultats obtenus avec la fibre #1 pour 4 m, 3,3 m et 2 m.

	Impulsion initiale	Impulsion comprimée optimale		
		4 m	3,3 m	2 m
Énergie en entrée (μJ)	/	157	180	256
Durée (fs)	580	22	21	19,5
Énergie dans l'impulsion courte (μJ)	10	67	75	106
Intensité (TW/cm^2)	0,71	115	135	220
Longueur non-linéaire (m)	2,3	0,17	0,15	0,10
Longueur de dispersion (m)	700	700	700	700
Ordre du soliton	/	69	74	88

V.3. Observation de rebond spectral d'impulsion ultra-courte

Parmi les autres faits marquants de cette dynamique spectro-temporelle dans la fibre #1, on note l'évolution temporelle avec l'énergie pour des valeurs excédant le seuil de la forte auto-compression présenté dans la Figure V-6.

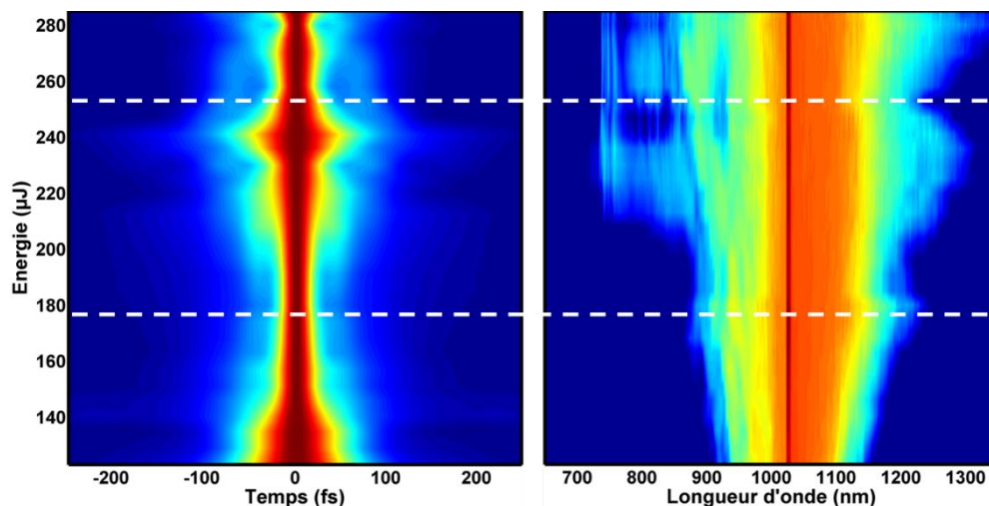


Figure V-8 : Evolution temporelle (FROG) et spectrale (OSA) de l'impulsion en fonction de l'énergie d'entrée, 3,3 m de fibre.

Les résultats montrent que pour des énergies supérieures à la valeur où la compression temporelle optimale est obtenue, un second cycle de compression apparaît. Ainsi, on retrouve

la première séquence de compression temporelle autour de 180 μJ . Puis, en augmentant l'énergie, le spectre se décale vers les courtes longueurs d'onde et la durée temporelle associée augmente. A 210 μJ l'intensité est inférieure à 115 TW/cm^2 et le spectre présente à nouveau une dynamique inverse vers les hautes longueurs d'onde. La durée ne cesse d'augmenter pour atteindre 70 fs à 240 μJ , soit une réduction de l'intensité à 83 TW/cm^2 . C'est finalement à 258 μJ en entrée qu'une nouvelle compression apparaît réduisant la durée à 24 fs pour une intensité proche de 200 TW/cm^2 .

Cette dynamique en rebond est observable également grâce aux traces FROG qui sont reportées sur la Figure V-9. Cette dynamique solitonique semble mettre en jeu l'auto-décalage Raman avec celui du plasma, mais une explication théorique complète est nécessaire pour approfondir notre connaissance de ce nouveau phénomène. Des simulations numériques font l'objet de travaux de recherche par le biais de collaborations académiques.

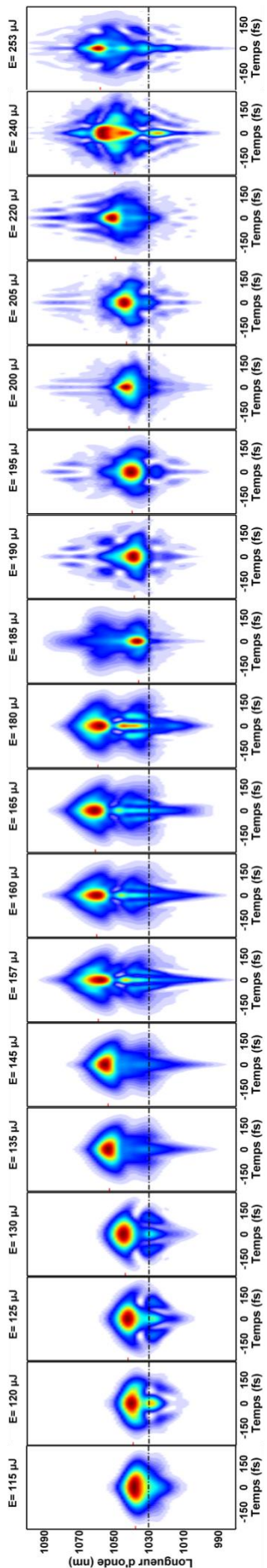
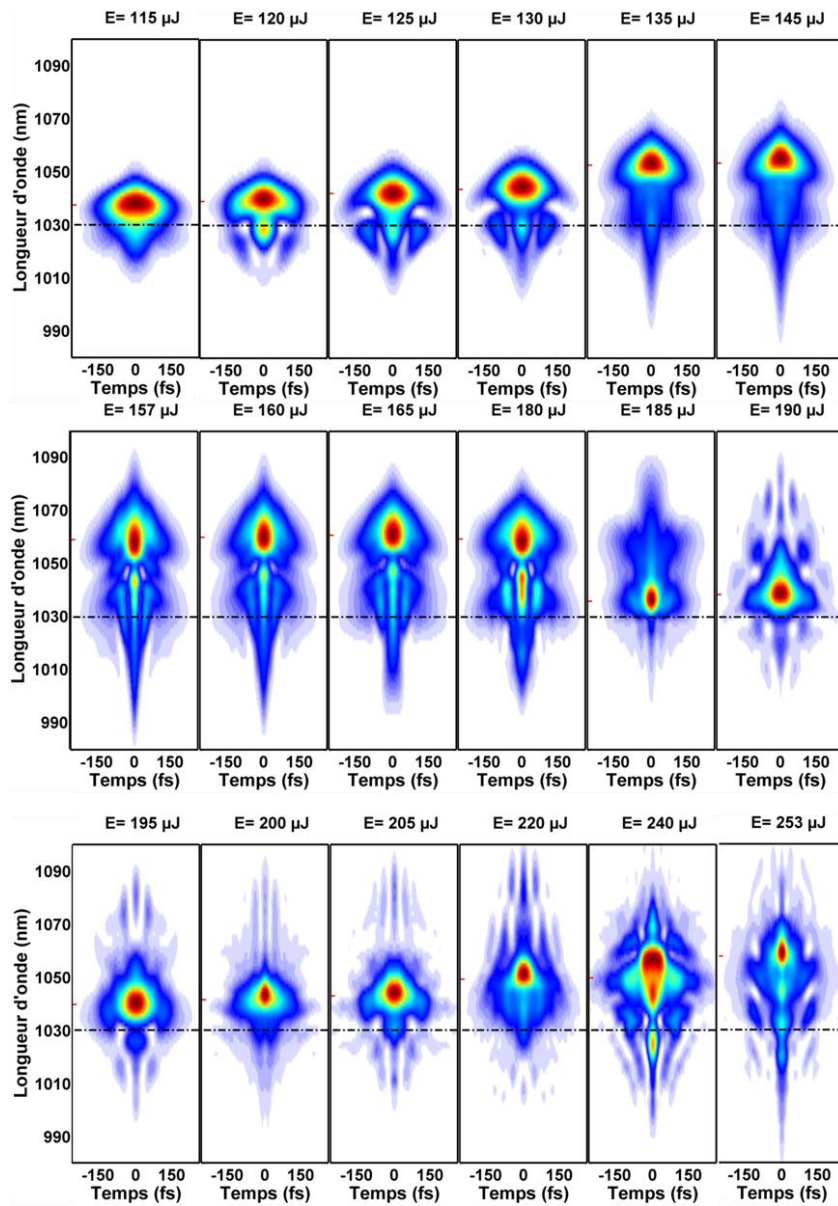


Figure V-9 : Traces FROG retrouvées pour 4 m de fibre dans deux représentations.



Chapitre VI :

Prototype de module de compression

Ce chapitre est dédié au transfert technologique des résultats de compression. Pour cela un module nommé FastLas a été conçu et fabriqué. Les différentes étapes de la réalisation sont ici présentées.



VI.1. Introduction

Cette thèse s'inscrit dans un projet CIFRE. Un second volet dédié à la réalisation de prototypes industriels a donc été ouvert. Le cahier des charges de ces derniers a évolué au fur et à mesure des demandes des clients. Ce démonstrateur se veut le plus modulaire possible afin de s'adapter à la plus étendue gamme de lasers possible.

Comme nous l'avons vu dans les parties précédentes, les deux paramètres clés qui ont une influence sur la compression d'impulsion sont d'une part, le guide d'onde et sa longueur, et d'autre part la nature et la pression du milieu gazeux. Les caractéristiques du module doivent donc permettre de faire varier ces éléments de manière précise et contrôlée sur une plage la plus importante possible.

Un autre point de ce travail a été de définir le paysage des lasers susceptibles de tirer le meilleur profit d'un module de compression d'impulsion. La richesse de la technologie laser rend chacun d'eux assez unique en termes de performances optiques, que ce soit pour les durées d'impulsion, les longueurs d'onde, l'énergie et la puissance moyenne. Il a donc été nécessaire d'intégrer l'ensemble de ces paramètres à la conception du module de compression d'impulsion.

VI.2. FastLas

Le module de compression d'impulsion développé a été baptisé FastLas. Il s'agit d'un prototype de dimension 470 x 288 x 97 mm réalisé en aluminium (cf Figure VI-1).

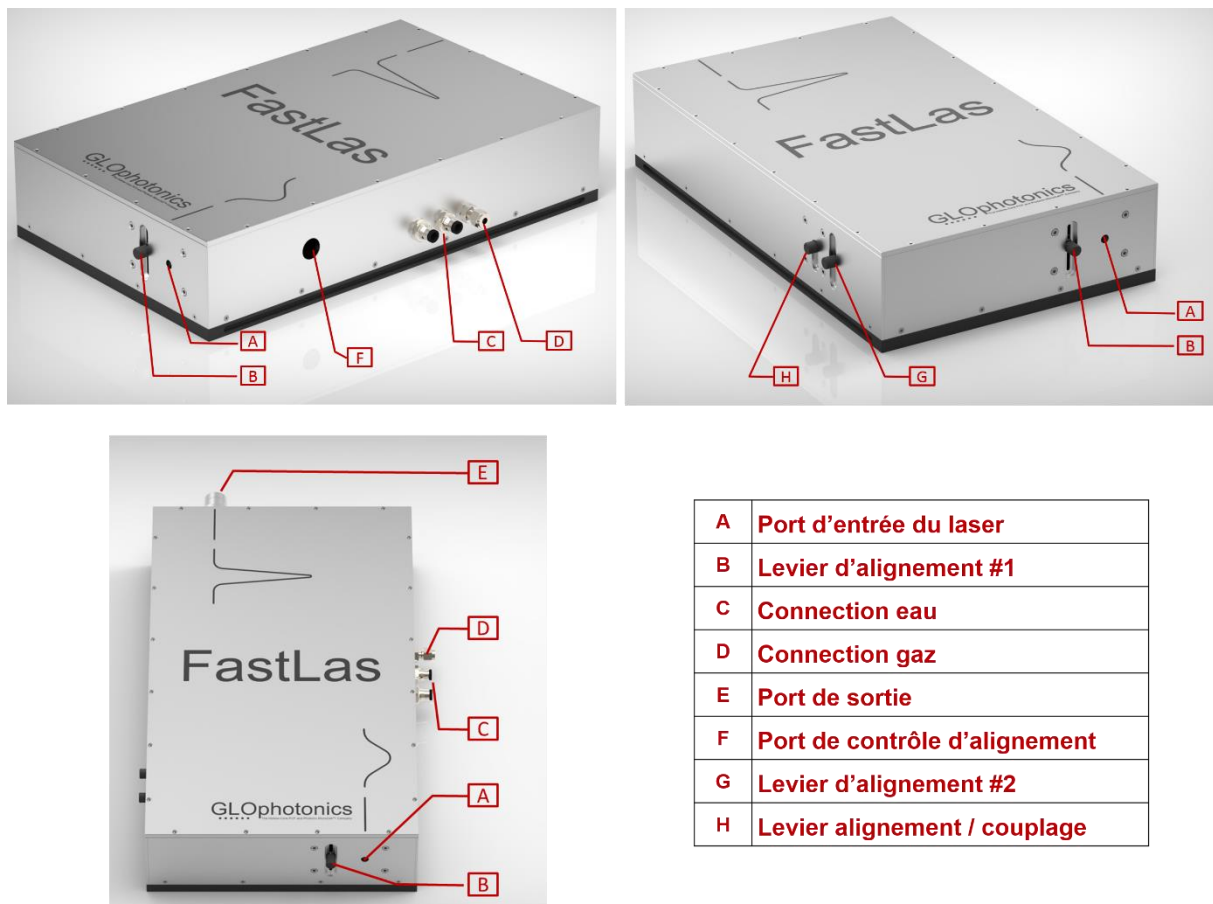


Figure VI-1 : Schéma du module de compression FastLas et de ses principaux composants.

La FastLas possède une entrée pour le faisceau laser (A) et deux sorties (E-F). L'une d'elles correspond à la sortie comprimée après la propagation dans la fibre creuse (E) tandis que l'autre est la sortie permettant de contrôler l'alignement du faisceau. Le levier (H) permet de diriger le faisceau à travers l'une ou l'autre. Ce module est conçu afin de rendre l'utilisation de la HC-PCF simple pour les personnes non spécialistes du domaine. En effet un système de pré-alignement est proposé et permettra, grâce à un jeu d'iris (G) (B), de coupler le faisceau dans la fibre.

Ce système devant s'adapter à une large gamme de lasers, certaines précautions sont indispensables quant à l'utilisation de fortes puissances moyennes. Les connectiques (C) assurent donc des liens permettant un raccordement vers un module de refroidissement à eau similaire à ceux utilisés dans les lasers. La circulation de l'eau permettra au support de la fibre d'éviter tout échauffement trop important et ainsi prévenir toute déformation pouvant entraîner un désalignement ou même une dégradation.

Lorsque le module est fermé, aucun accès à la fibre n'est possible. La fibre étant scellée dans le module, sa longueur est donc fixée et ne peut être modifiée. Afin de permettre un contrôle sur les effets non-linéaires et dispersifs, une gestion du gaz est donc nécessaire. Ce contrôle est rendu possible grâce au raccord type Swagelok (D). A noter que ce raccord est ensuite relié à une ligne de gaz qui se compose d'un manomètre et d'une vanne contrôlant le flux de gaz injecté. Enfin, pour prévenir tout désalignement lors des raccordements du système de refroidissement ou de la ligne de gaz, une barrette extérieure au module est ajoutée. Les connections se feront sur cette barrette et non pas sur le module directement.

VI.3. Tests et procédures d'assemblage

VI.3.1. Tests optiques

Pour débiter, les premiers tests sont de nature optique. La fibre subissant tout un processus d'assemblage et de collage, ses propriétés optiques sont contrôlées à chacune des étapes. C'est notamment le profil modal (en champ proche ou lointain) qui est monitoré.

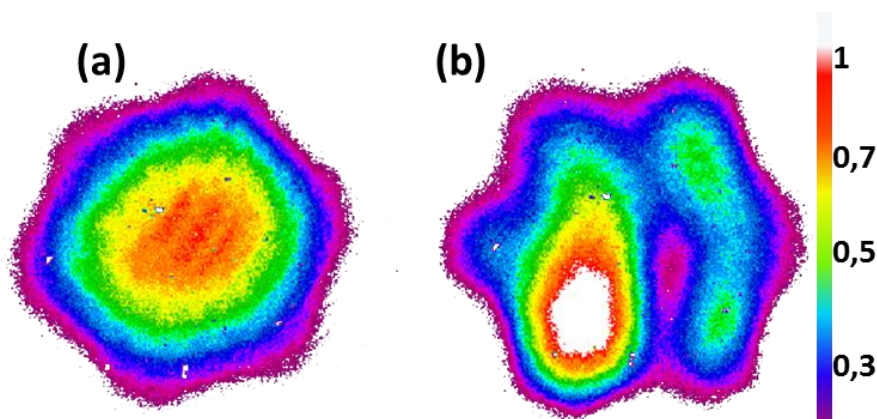


Figure VI-2 : Champ proche (a) avant ; (b) après un mauvais processus d'assemblage.

Comme on peut le voir sur la Figure VI-2, la mauvaise réalisation d'une étape d'assemblage peut conduire à une dégradation importante des propriétés optiques de la fibre. Ici la transmission reste la même, la fibre transmet 91% du faisceau mais le mode a quant à lui été fortement délocalisé et l'aspect monomode a totalement été perdu. Les tests optiques sont donc primordiaux pour s'assurer du bon fonctionnement du module.

VI.3.2. Tests d'étanchéité

Comme nous l'avons évoqué précédemment, l'ajout de gaz dans la fibre est intégré dans la FastLas. Une étanchéité est donc nécessaire. En effet, une éventuelle fuite de gaz, par ailleurs onéreuse surtout dans la perspective d'une application industrielle, entraînerait un gradient de pression. Ce dernier aurait un impact sur les propriétés non-linéaires du système. Il faut donc s'assurer de l'absence de fuite et de la stabilité du système dans le temps. Le test consiste ici à mettre sous pression le système dans son ensemble et contrôler son étanchéité avec une observation des effets non-linéaires en direct. A titre d'exemple, l'élargissement d'un spectre par SPM, conséquence de l'interaction gaz-lumière à une pression de 5 bar d'argon pour 20 μJ , est enregistré sur 24 jours. Le résultat est présenté en Figure VI-3. Le spectre est observé à l'identique attestant de l'étanchéité du système.

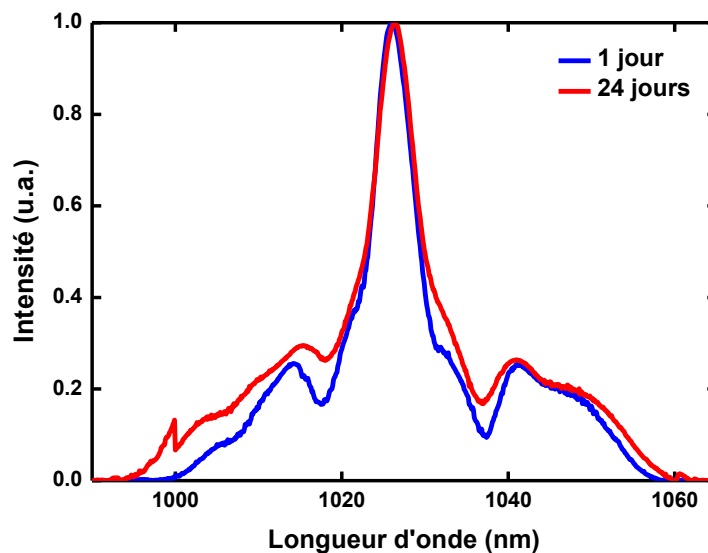


Figure VI-3 : Spectre enregistré à 24 jours d'intervalle pour 2 m de fibre remplie avec 5 bar d'argon et 20 μJ d'énergie couplée.

VI.3.3. Tests thermiques

VI.3.3.1. Test de refroidissement

Comme nous l'avons préalablement discuté, l'utilisation de laser à haute puissance nécessite un refroidissement de la cellule maintenant la fibre. En effet, même si elle demeure faible, typiquement de l'ordre de quelques pourcentages, la partie de la puissance laser non couplée dans la fibre se transforme en chaleur et peut rapidement se traduire par une augmentation de la température de la fibre et des matériaux qui la supportent. La dilatation thermique de l'aluminium n'étant pas négligeable, il faut donc contrôler l'échauffement des parties en contact avec la fibre. Des simulations de refroidissement et dilatation ont été menées avec le logiciel

COMSOL Multiphysics. Pour ce faire, la cellule créée par CAO (Conception Assistée par Ordinateur) présentée en Figure VI-4 (a) est simplifiée par le système représenté sur la Figure VI-4 (b), afin d'optimiser le temps de calcul. Elle se compose ainsi d'un bloc d'aluminium dans lequel le circuit d'eau est reproduit. Sur le dessus un V-groove est ouvert dans lequel on trouve un barreau de silice. Le contact thermique entre ces deux entités est obtenu grâce à une pâte thermique de conductivité égale à 12 W/(m.K) .

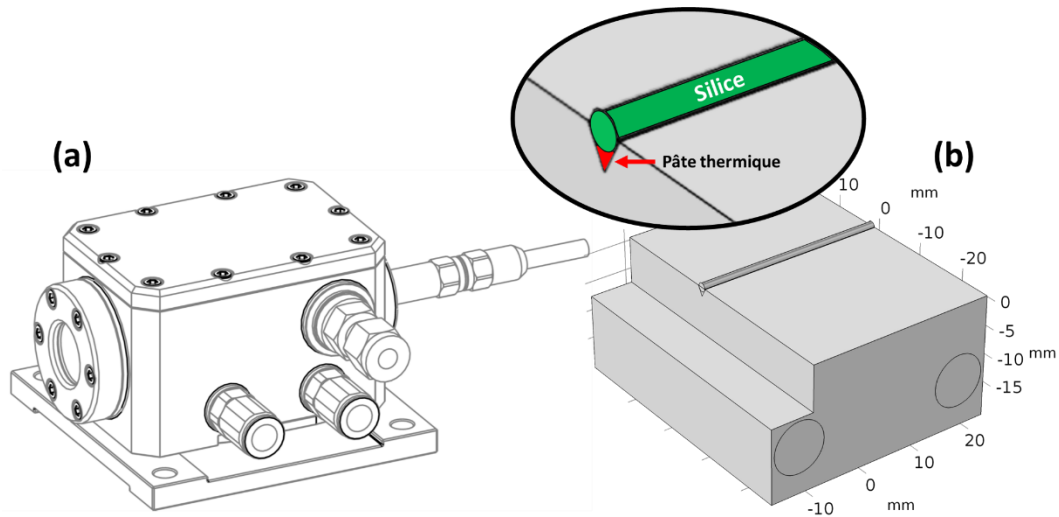


Figure VI-4 : (a) Cellule d'entrée réelle ; (b) Cellule simplifiée pour les phases de simulation.

Tout d'abord le système de refroidissement est analysé lors d'un état stationnaire, résumé sur la Figure VI-5. La température de l'eau injectée à 2 m/s est de 20°C . Le barreau de silice dissipe lui 20 W sur toute sa surface (ce qui correspond à 5% de pertes par couplage d'un faisceau de 400 W utilisé expérimentalement dans le chapitre suivant). La circulation de l'eau se fait sans problème particulier. Notons toutefois la présence de quelques pertes de charges engendrées par les courbures. En ce qui concerne l'augmentation de la température, le bloc d'aluminium reste autour de 21°C dans sa partie inférieure et avoisine les 33°C dans la zone du barreau. Le barreau de silice atteint 130°C sur sa moitié supérieure.

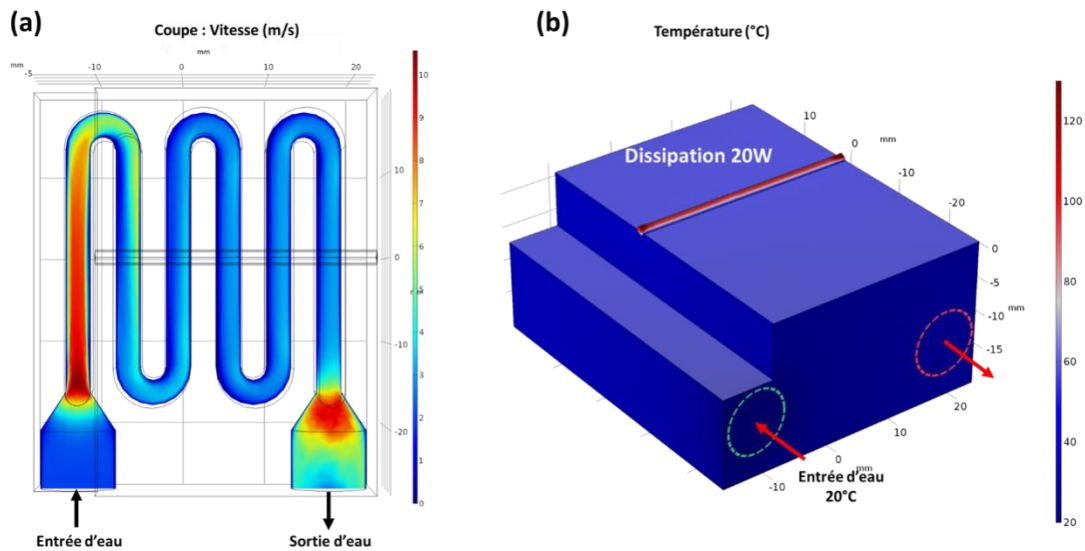


Figure VI-5 : (a) Vue en coupe de la vitesse de l'eau dans le circuit de refroidissement ; (b) Températures surfaciques à l'état stationnaire.

Cette élévation de température implique une déformation de l'aluminium que nous avons quantifié. Pour optimiser le temps de calcul, l'étude de ce déplacement est réalisée uniquement sur une coupe verticale du module où un morceau de scotch cuivré est ajouté. Il contribue à la dissipation thermique qui reste de 20 W. Les résultats après stabilisation sont présentés sur la Figure VI-6 (a)-(b). Nous pouvons ainsi constater que la température du barreau ne dépasse pas 75°C sur sa partie supérieure et que la dilatation verticale du bloc d'aluminium est de moins de 4 μm . L'évolution temporelle de ces deux grandeurs est reproduite sur la Figure VI-6 (c). Une étude expérimentale consistant à mesurer la puissance et le champ proche obtenu lors d'un désalignement de 0 à 20 μm a complété cette série de simulations, Figure VI-6 (d). De ces résultats on peut conclure que des dilatations inférieures à 4 μm ne dégraderont que faiblement les qualités optiques du faisceau et transmissions associées.

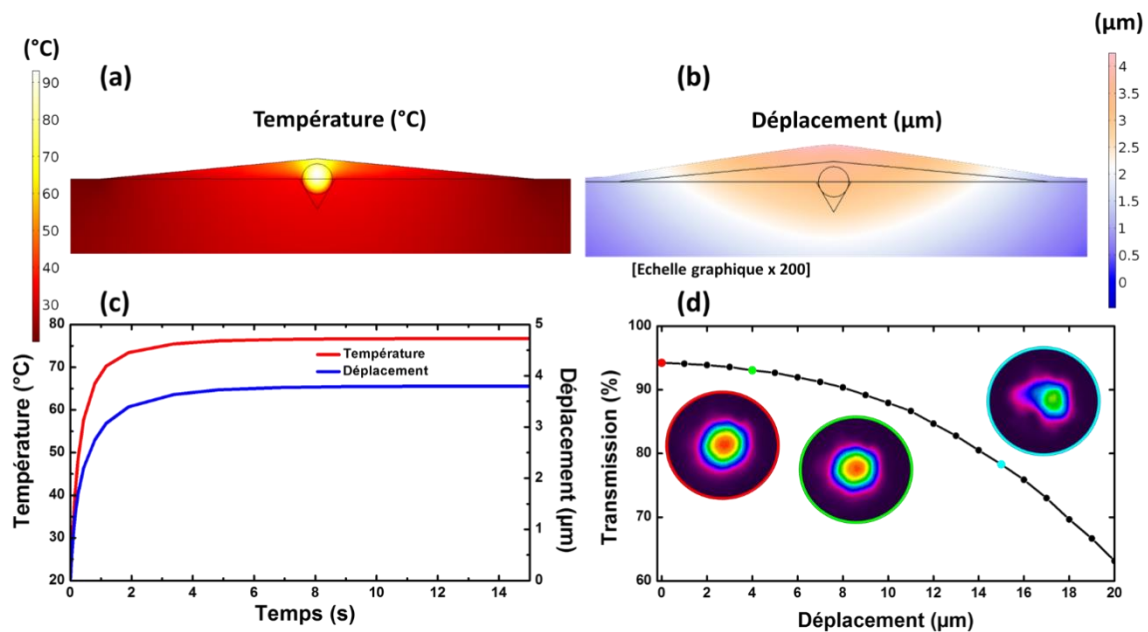


Figure VI-6 : Après une application d'une dissipation de 20 W pour un temps de 15 s, résultats en terme de (a) températures ; (b) déplacements (l'échelle de représentation est augmentée d'un facteur 200) ; (c) Courbes de l'évolution des températures et déplacements du barreau de silice ; (d) Puissance en fonction du déplacement et champs proches associés.

VI.3.3.2. Qualification de matériaux adhésifs pour les fortes puissances moyennes

Il est aussi apparu évident que certains matériaux nécessaires à l'assemblage de la fibre seraient eux aussi impactés par l'augmentation en température. En effet, le barreau de silice simulé précédemment est en réalité composé d'un tube de silice dans lequel la fibre est maintenue par collage. Il est donc nécessaire de connaître le comportement de cette colle lorsque les températures dépassent la centaine de degré. Ne disposant pas d'informations suffisantes du fournisseur sur l'expansion thermique de cette dernière, plusieurs tests ont dû être réalisés afin d'appréhender sa réponse à de telles conditions thermiques.

Deux colles sont ici à l'étude, que nous nommerons respectivement colle#1 et colle#2. Le test retenu consiste à placer des gouttes de ces deux colles sur une même pièce d'aluminium et mesurer leur géométrie (largueur, épaisseur – respectivement de valeurs initiales de 862,7 μm / 75,5 μm et 934 μm / 49,5 μm). Par la suite un cycle en température de 230°C (maximum atteignable expérimentalement par le système utilisé) est appliqué pendant 10 min et les mesures géométriques sont renouvelées.

La Figure VI-7 présente les résultats obtenus pour la colle#1 avant (a) et après (b) ce traitement thermique. La première observation est le changement de couleur de la colle qui passe d'un aspect transparent à une teinte brune. La largeur de la goutte a également été trouvée modifiée en se réduisant de 23 nm sur la zone mesurée. En ce qui concerne l'épaisseur nous pouvons remarquer à l'inverse une élévation de 37,8 μm, ce qui correspond à une augmentation de 50%. Ces changements relativement importants, disqualifient ce type de colle pour notre application.

La colle# 2 a suivi le même processus de test. Les résultats sont présentés en Figure VI-8.

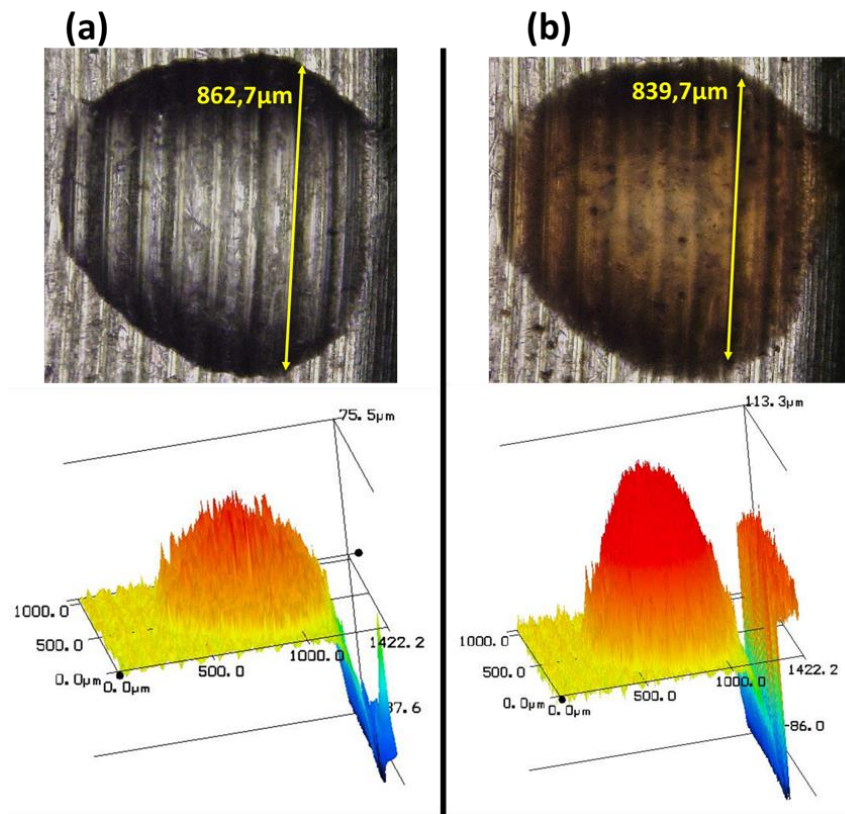


Figure VI-7 : Observation au microscope de la goutte de colle#1 et sa mesure profilométrique (a) avant et (b) après le traitement thermique.

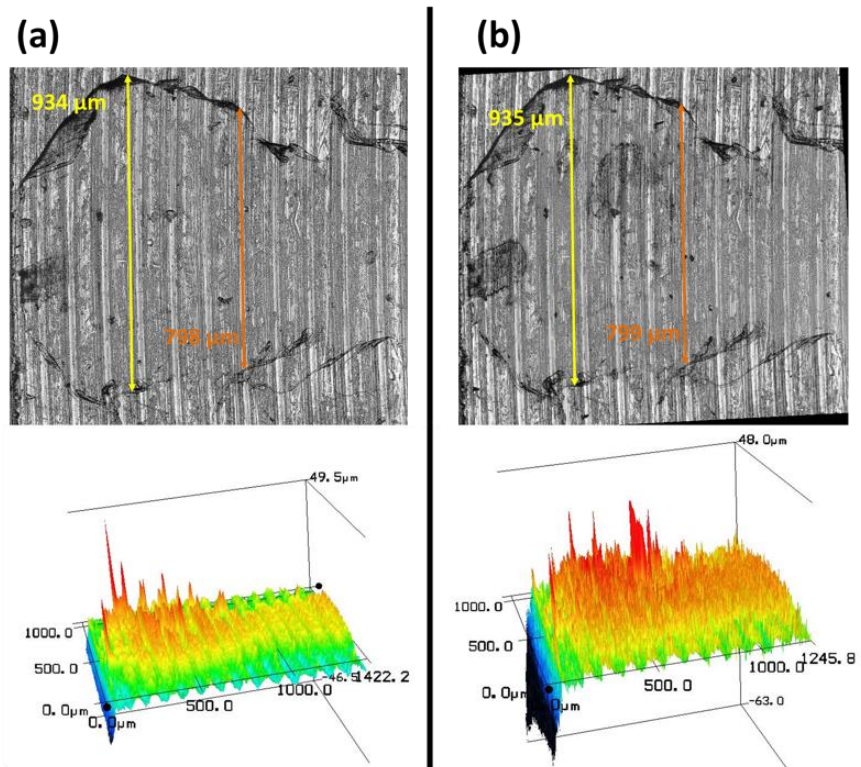


Figure VI-8 : Observation au microscope de la goutte de colle#2 et sa mesure profilométrique (a) avant et (b) après le traitement thermique.

Pour cette seconde colle, les modifications dues à l'échauffement sont bien moindres, de l'ordre de l'erreur de mesure à savoir 1 nm. De plus, à l'œil nu aucune différence ne peut être observée, résultat confirmé par les observations faites au microscope. Cette colle a donc été validée et intégrée au processus d'assemblage du module pour la suite.

VI.3.3.3. Test de tenue à la haute puissance moyenne

La dernière étape du test consiste à s'assurer que l'ensemble des composants nécessaires à l'intégration de la fibre dans le module permet une tenue aux hautes puissances moyennes. Pour ce faire nous avons à disposition un laser continu de forte puissance continue. Le test consiste à mesurer la transmission totale du module durant une exposition de longue durée. Typiquement, la FastLas doit être en mesure de transmettre une puissance de 100 W pendant plusieurs heures tout en gardant un taux de transmission identique. Le résultat de cette mesure se retrouve en Figure VI-9 pour une endurance de 8 heures. Il est à noter que la légère décroissance observée est due à une baisse de puissance du laser en amont du module. Par conséquent, la transmission du module reste identique à 95% et aucune autre dégradation n'est observée, validant ainsi notre assemblage.

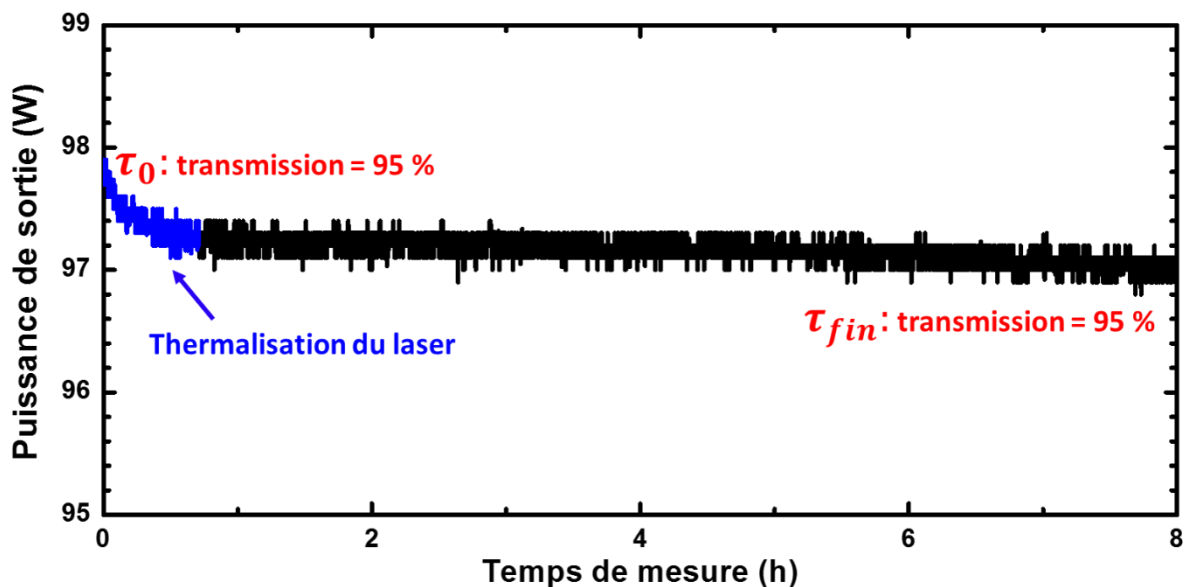


Figure VI-9 : Test d'endurance à une puissance moyenne de 100 W sur 8 heures.

VI.4. Alignement

La procédure d'alignement dans la FastLas est simple et rapide. Elle consiste à observer à l'aide d'une caméra le faisceau sortant du port d'alignement [F]. A tour de rôle, les leviers [B] et [G] sont relevés pour faire apparaître une figure de diffraction sur la caméra. Celle-ci n'est pas symétrique en début de procédure, Figure VI-10 (a). Par l'utilisation de miroirs en amont de la FastLas, la forme obtenue est rendue symétrique. C'est ce qu'indique la Figure VI-10 (b). Le couplage dans la fibre pourra donc être réalisé et optimisé.

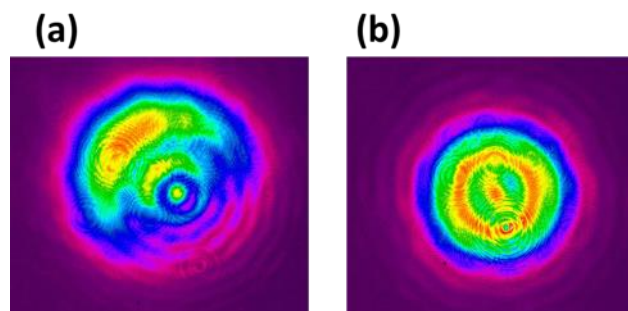


Figure VI-10 : Figures de diffraction : (a) non-symétrisée et (b) symétrisée.

Pour conclure, le protocole d'assemblage permet au module ainsi conçu d'assurer une double mission : demeurer étanche à la pression tout en guidant des faisceaux de hautes puissances moyennes. La FastLas sera donc la plateforme pour la réalisation de dynamiques de compression que nous allons décrire dans les chapitres suivants

Chapitre VII :

Module FastLas à 1030 nm

Le chapitre reporte la compression d'impulsions ultra-courtes émises d'un laser Yb à ~1030 nm avec trois configurations différentes. Ces dernières résultent d'un cahier des charges de partenaires de l'entreprise GLOphotonics. La première démonstration consiste à comprimer une impulsion de 270 fs à 30 fs. Puis dans un second exemple, tout en conservant le même schéma d'auto-compression, une impulsion d'entrée réduite à 130 fs a pu être amenée à 26 fs. Enfin, le dernier compresseur se distingue par une puissance moyenne de 100 W, et une dynamique optique non-linéaire. Une post-compression de 450 fs à 45 fs a alors été démontrée.



VII.1. Introduction

Le chapitre II a permis de mettre en évidence les différents effets non-linéaires et dispersifs pouvant avoir lieu au sein d'une fibre à cœur creux. Le module présenté dans le chapitre précédent va servir de plateforme à la génération et au contrôle de ces effets. Ainsi par un choix judicieux de fibre et de sa longueur, de gaz et de sa pression, le FastLas va être en mesure de comprimer des impulsions diverses en termes d'énergie, de durée et puissance moyenne. Les installations de ces différents modules chez des partenaires sont détaillées dans les sections suivantes où des dynamiques d'auto-compression ou de post-compression sont utilisées.

VII.2. Auto-compression d'un laser Yb ultra-court (In: 40 W, 270 fs / Out: 85%, 30 fs)

VII.2.1. Cahier des charges et identification de l'espace des paramètres

Un premier exemple de prototypage s'est porté sur une action R&D auprès d'un client qui souhaitait travailler à partir d'une impulsion laser initiale de 270 fs à 1030 nm et pour un taux de répétition accordable de 1 MHz et 2 MHz. De façon plus spécifique, il nous a été demandé de comprimer cette impulsion avec des énergies en entrée de 40 μ J et 20 μ J respectivement pour chacun des deux taux de répétition correspondant à 40 W de puissance moyenne. L'impulsion comprimée devait avoir une durée temporelle inférieure à 30 fs pour une transmission en sortie supérieure à 50%. Le cahier des charges a fixé également l'utilisation du gaz argon. L'ensemble de ces données est présenté dans le tableau ci-dessous.

Table VII-1 : Cahier des charges de l'étude.

Régime de fonctionnement	Impulsion initiale		Impulsion comprimée	
	1 MHz	2 MHz	1 MHz	2 MHz
Longueur d'onde (nm)	1030	1030	Sans contrainte	Sans contrainte
Durée (fs)	270	270	≤ 30	≤ 30
Energie (μ J)	40	20	≥ 20	≥ 10
Transmission (%)	/	/	≥ 50	≥ 50

En se basant sur les connaissances et résultats présentés dans les chapitres précédents, il est aisé d'identifier les propriétés physiques et optiques de la fibre creuse pouvant remplir un tel cahier des charges. Premièrement, la liberté accordée par le client vis-à-vis de la longueur d'onde de sortie nous permet d'envisager une compression d'impulsion par auto-compression solitonique. L'espace des paramètres, que sont la fibre elle-même, sa longueur, le gaz utilisé et sa pression, va donc être choisi grâce à une série de simulations numériques.

VII.2.2. Conception et simulation numérique

Le mécanisme de compression retenu pour ce travail va se baser sur l'utilisation du régime de dispersion anormal afin de favoriser un régime d'auto-compression solitonique. Dans ce régime, les effets non-linéaires doivent compenser la dispersion de la fibre. Les énergies étant relativement faibles, l'ajout d'un gaz non-linéaire permettra à la fois un contrôle de cette

dispersion mais également un contrôle sur la génération des effets non-linéaires. Dans le cas de l'argon, l'indice non-linéaire est proportionnel à sa pression suivant la formule suivante :

$$n_2(P) = 1.40242 * P \cdot 10^{-23} \quad \text{Eq. VII-1}$$

où n_2 s'exprime en m^2/W et P en bar.

Une série de simulations a alors été menée afin de déterminer les paramètres optima à retenir, à savoir la longueur de fibre et la pression du gaz, en utilisant le programme décrit dans le chapitre II. La fibre qui sera utilisée est ici la fibre creuse « PMC-C-Yb-7C » standard de chez GLOphotonics, décrite dans le chapitre III et notée fibre #1. Pour rappel, la dispersion est de $-480 \text{ fs}^2/\text{m}$ pour un cœur de $58 \mu\text{m}$. Un couple de résultats répondant au cahier des charges est donné dans la Table VII-2 avec les courbes temporelles et spectrales associées en Figure VII-1.

Table VII-2 : Paramètres retenus pour une compression optimale.

Durée initiale (fs)	270
Taux de répétition (MHz)	2
Puissance moyenne (W)	37
Longueur de fibre (m)	1,2
Pression de gaz (bar)	3,5

Il est à noter que l'effet Raman a été ici pris en compte alors que l'effet de l'ionisation a lui été négligé compte tenu du fait que nous travaillons en dessous de son seuil. Le seuil d'ionisation de l'argon est de l'ordre de la centaine de TW/cm^2 tandis que celui de l'air est de l'ordre de quelques dizaines de TW/cm^2 .

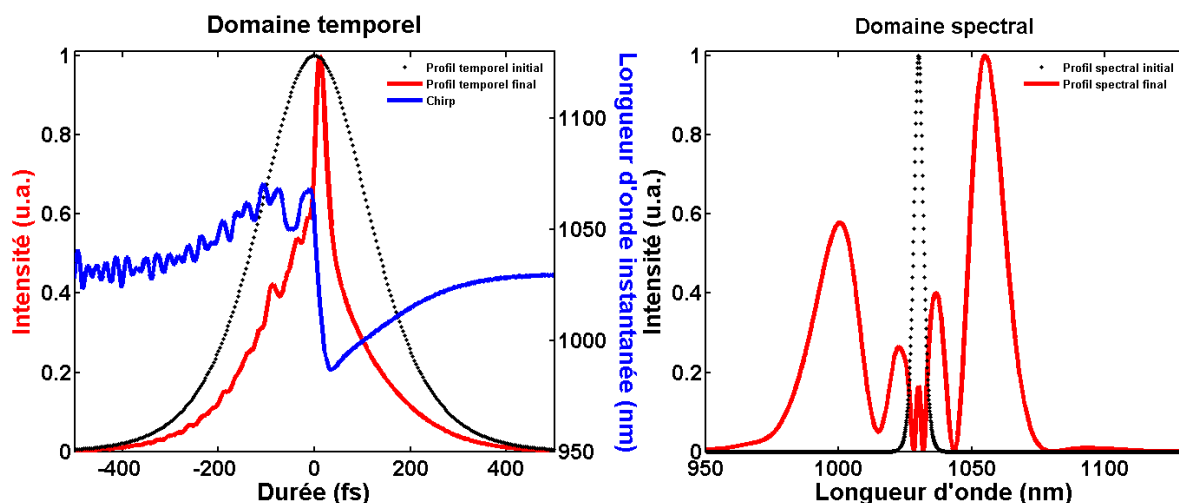


Figure VII-1 : Performance théorique en sortie du module de compression (propagation dans 1,2m de fibre #1 remplie d'argon à 3,5 bar) dans le domaine temporel et spectral pour le cas 2 MHz et 37 W.

Avec ces paramètres, une compression d'un facteur 16 est obtenue permettant de passer d'une durée d'impulsion de 270 fs à 20 fs, avec une efficacité proche de 20% (les 17 fs correspondent au fit de l'impulsion centrale par une sécante hyperbolique).

D'un point de vue spectral, un élargissement d'un facteur 16,8 est observé provoqué par l'effet SPM. Il convient de noter la présence d'une forte dissymétrie du spectre de sortie, conséquence de l'effet Raman. En effet, une fois l'impulsion comprimée, la puissance crête devient alors supérieure au seuil Raman qui va se traduire par un *red-shift* (décalage rouge) signature typique de l'effet solitonique [117] [118].

VII.2.3. Résultats expérimentaux

La FastLas a ensuite été assemblée en utilisant les 1,2 m de fibre #1 remplie d'argon à 3,5 bars, puis intégrée dans le montage optique présenté en Figure VII-2.

Le banc se compose du laser impulsionnel à comprimer, d'un contrôle de puissance constitué lui-même d'un polariseur et d'une lame demi-onde, d'un *beam expander* afin de modifier la taille du faisceau, et de deux miroirs de couplage. En sortie de notre compresseur FastLas, le faisceau est collimaté. Ensuite, la puissance, le profil spatial d'intensité, la durée d'impulsion et le spectre sont mesurés respectivement par un mesureur de puissance, une caméra CCD, un auto-corrélateur et un analyseur de spectre optique.

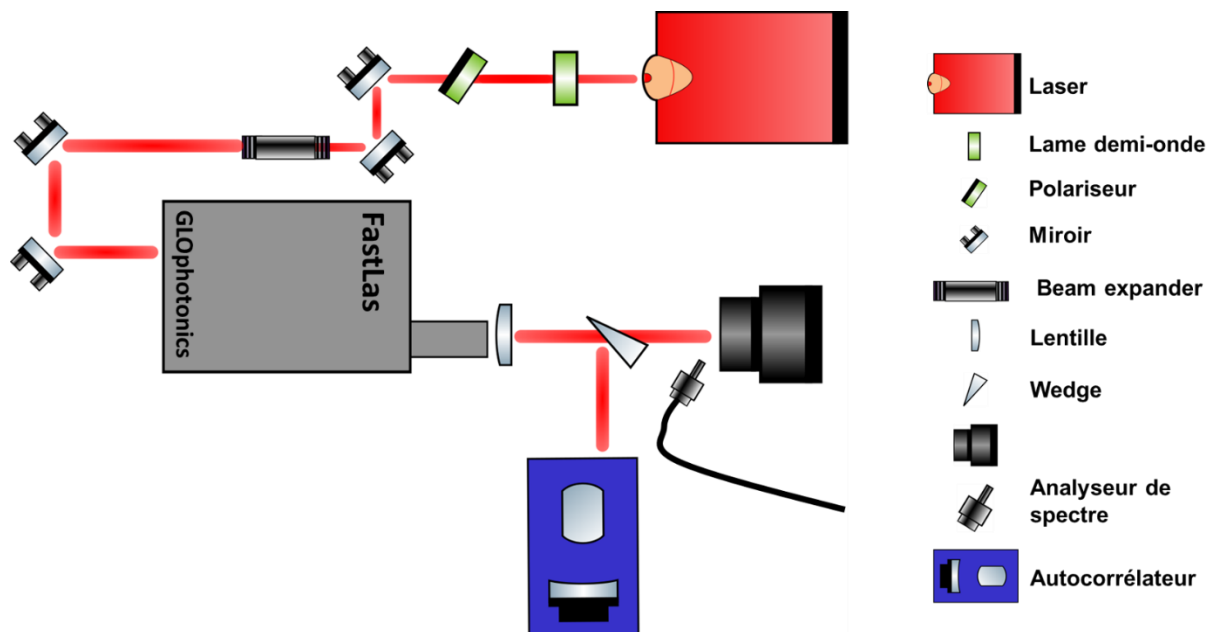


Figure VII-2 : Schéma du montage optique expérimental intégrant le module de compression FastLas.

La Figure VII-3 présente les résultats mesurés en sortie du FastLas dans le domaine temporel et spectral pour une impulsion d'entrée de 270 fs, 37 W et 2 MHz.

Comme attendu, le spectre a subi un fort élargissement intégrant un décalage Raman pour laisser apparaître un pic prononcé à 1070 nm. Au niveau temporel, le profil temporel de l'impulsion est légèrement structuré avec en son centre une partie comprimée à 16 fs contenant plus de 35% de l'énergie de sortie.

La comparaison avec les données théoriques présente un bon accord général, même si nous avons dû noter que le décalage Raman est ici plus important. Ce dernier point peut s'expliquer

par les approximations introduites dans le code utilisé dans le sens où l'objectif de cet outil est d'appréhender simplement les dynamiques de compression.

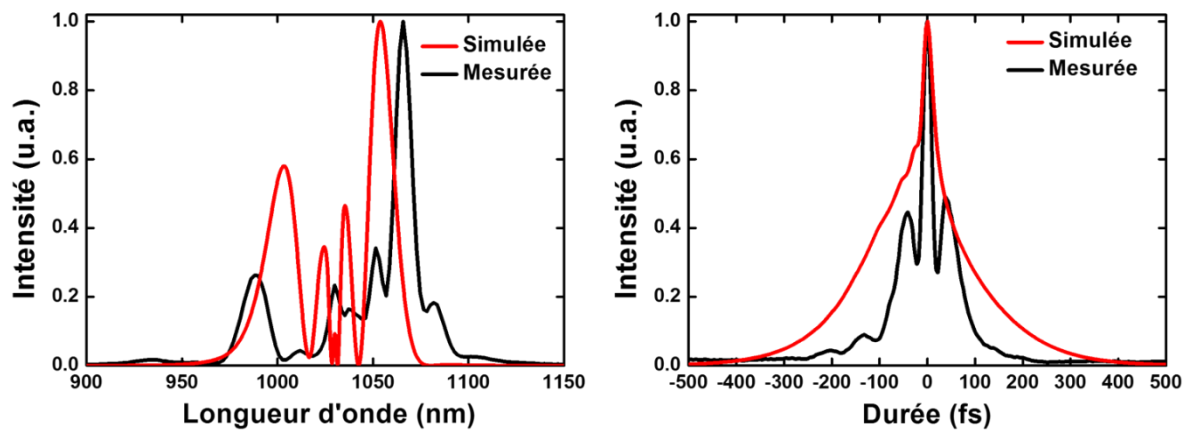


Figure VII-3 : Evolution spectrale et temporelle mesurée en sortie du compresseur FastLas pour une puissance de 37 W et un taux de répétition de 2 MHz. Les données théoriques sont rajoutées pour comparaison.

Des résultats similaires ont été ensuite mesurés pour un taux de répétition de 1 MHz, validant ainsi le cahier des charges.

D'autres observations sont également à mentionner, notamment l'influence de la présence résiduelle d'air dans la fibre. La Figure VII-4 (a) reprend la dynamique décrite précédemment, avec une compression à 37 W, où la fibre contient cette fois-ci un supplément de 0,25 bar d'air pour 3,5 bars d'argon. On observe là encore un élargissement spectral décalée vers le rouge. A l'inverse, la Figure VII-4 (b) présente une dynamique dominée uniquement par les effets de la SPM lorsqu'il n'y a plus d'air résiduel. Temporellement la compression se produit également mais les énergies en entrée de fibres peuvent être plus élevées sans observer d'ionisation. De plus, temporellement le piédestal est moindre. Ce point doit être considéré avec précaution lors de l'insertion du milieu gazeux au sein de la fibre.

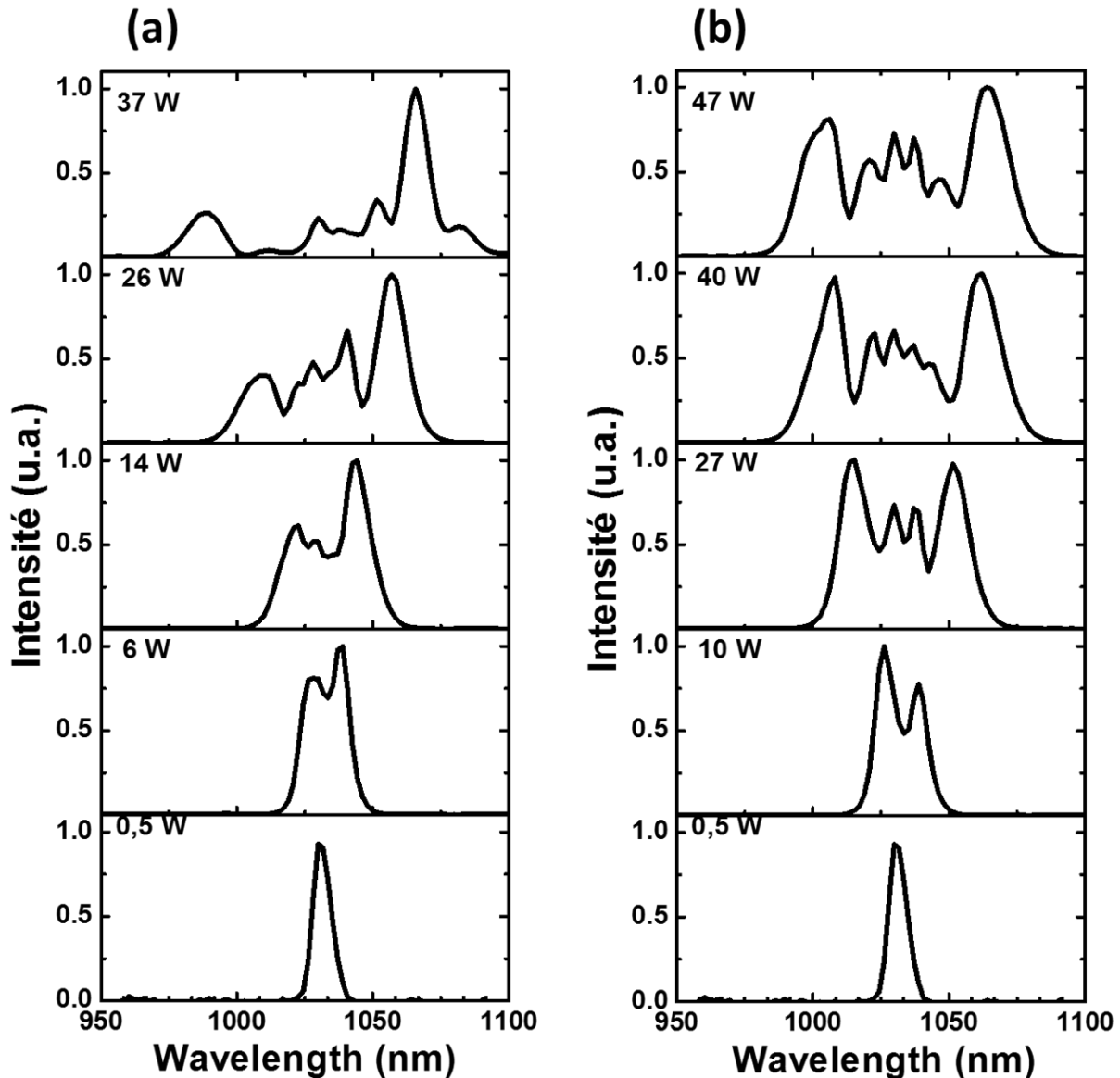


Figure VII-4 : Evolution expérimentale spectrale avec l'augmentation de la puissance pour la fibre remplie de 35 bar d'argon et : (a) 0,25 bar d'air; (b). 0 bar d'air.

Finalement, les résultats étant validés, ce module est aujourd'hui en activité chez le client après une installation que j'ai coordonnée et finalisée sur site.

VII.3. Auto-compression d'un laser à haute énergie et intensité (In: 130 fs, 250 μ J / Out: 80%, 26 fs)

Un second partenariat a été mené avec un collaborateur académique dont l'application concerne la génération d'harmoniques d'ordre élevé. Comme il a été évoqué lors du chapitre I, ces phénomènes nécessitent de fortes intensités afin d'ioniser le milieu gazeux qui lors de la recombinaison des électrons va se traduire par un rayonnement dans le domaine UV-XUV. De fortes énergies ou de courtes durées sont donc nécessaires.

Dans ce contexte, le travail a porté sur la compression d'un laser Tangerine particulier de la compagnie Amplitude Systèmes qui produit des impulsions de 130 fs à 166 kHz pour 180 μ J

d'énergie. Le montage optique est décrit par la Figure VII-5 (a) et se compose du laser, de la FastLas contenant 1,20 m de la fibre#1 ainsi que d'un autocorrélateur développé par l'équipe de recherche. Son principe de fonctionnement se base sur la séparation du faisceau en deux polarisations via un cube de Nomarski (cube Wollaston dont le point focal se trouve à l'extérieur de l'optique). Les deux faisceaux interfèrent au sein d'un cristal doubleur et le faisceau résultant est ensuite focalisé sur une caméra. La largeur de la raie obtenue (en pixel) déterminera la durée d'impulsion après calibration, Figure VII-5 (b)-(c). Il est à souligner que les puissances crêtes mises en jeu dans cette expérience atteignent ici plusieurs dizaines de TW/cm^2 , ce qui induira des phénomènes d'ionisation lorsque l'impulsion va se propager. Un compromis à tous ces effets a pu être trouvé en utilisant une pression réduite à 300 mbar d'argon au sein de la fibre #1 avec comme résultante une GVD de l'ordre $-500 \text{ fs}^2/\text{m}$.

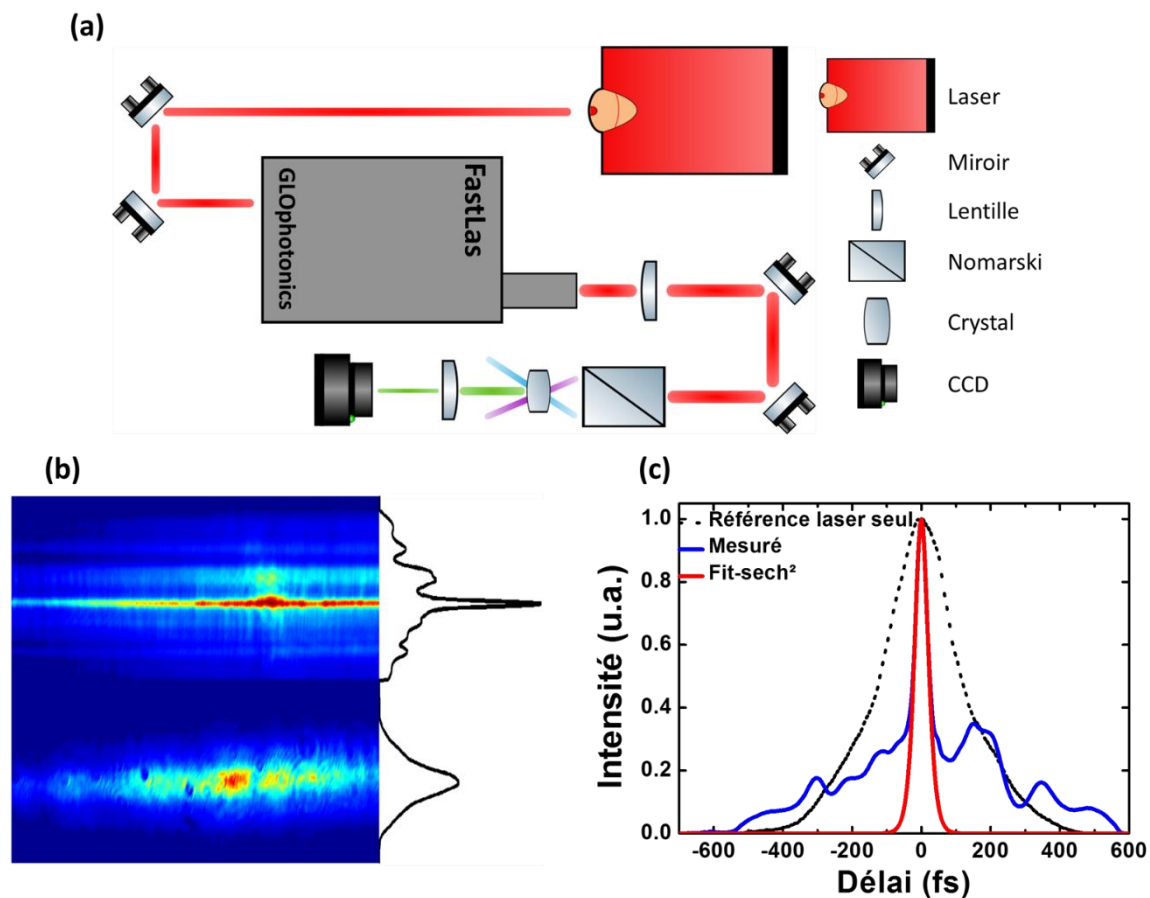


Figure VII-5 : (a) Montage optique utilisé ; (b) Images enregistrées de l'impulsion en entrée et sortie du FastLas (unité des axes en pixel); (c) Trace *fitée* pour 300 mbar d'argon et 10 W.

Le résultat en sortie du FastLas est reporté sur la Figure VII-5 (c) où une durée de 26 fs a pu être générée contenant 25% des 70 μJ initialement injectés. L'évolution spectro-temporelle est détaillée sur la Figure VII-6. Comme attendu, de par les intensités élevées et donc la présence d'ionisation, le spectre se décale vers les courtes longueurs d'onde au fur et à mesure que l'énergie augmente.

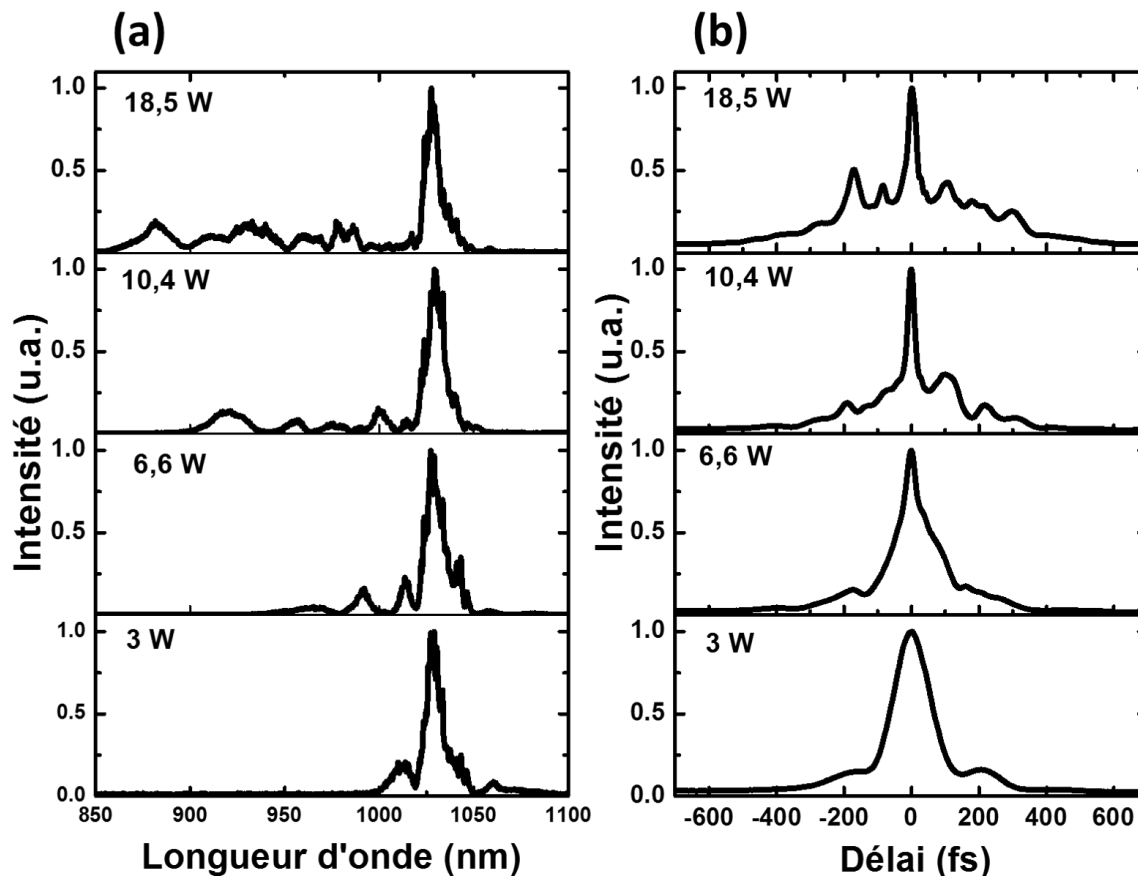


Figure VII-6 : Evolution spectrale (a) et temporelle (b) de l'impulsion pour 1,2 m de fibre et 300 mbar d'argon.

D'autres compressions ont également été mises en évidence dans des configurations de longueurs et pressions différentes corroborant ces résultats.

VII.4. Post-compression d'un laser à haute puissance moyenne (In: 100 W, 450fs / Out: 85%, 45 fs)

Une troisième étude a consisté cette fois à élargir de façon classique un spectre par SPM donné pour aboutir à une durée impulsionnelle de 50 fs après post-compression. Le défi technique ici est lié à la puissance moyenne du laser qui atteint 100 W avec une énergie de 50 μ J. Il fallait donc être tout d'abord capable de réaliser le déport de ce faisceau à 100 W de manière sécurisée par la fibre et ensuite de générer les effets non-linéaires nécessaires à l'élargissement spectral (de l'ordre d'une trentaine de nanomètres). Le tableau ci-dessous récapitule le cahier des charges.

Table VII-3 : Cahier des charges de l'étude.

	Impulsion initiale	Impulsion post-comprimée
Taux de répétition (MHz)	2	2
Delta lambda à 1030 nm (nm)	2,5	< 22
Durée (fs)	450	≤ 50
Energie (μJ)	50	42,5
Transmission (%)	/	≥ 85

De plus, il nous a été demandé lors de cette étude de réaliser une intégration spécifique du module FastLas. La requête portait sur le laser, et concernait à la fois les dimensions, les optiques et les matériaux utilisés. Pour des raisons de confidentialité, le détail technique de cette intégration ne peut être ici divulgué.

VII.4.1. Conception et simulation numérique

Comme dans la partie précédente, une phase théorique a été menée afin de déterminer les paramètres à utiliser dans le module FastLas. Aussi, la fibre creuse notée fibre #2 (voir chapitre III pour détail) a-t-elle été sélectionnée en raison de sa dispersion proche du ZDW à la longueur d'onde de pompe du laser. En effet, comme nous l'avons décrit dans le chapitre II, ce sont les effets de SPM qui sont visés dans cette dynamique de compression, effets non-linéaires que l'on souhaite exacerber tout en réduisant l'impact des effets dispersifs.

Pour cela, nous avons en premier lieu considéré l'impact de l'insertion du gaz argon au sein d'un mètre de fibre #2 et ce pour différentes pressions. La Table VII-4 résume les résultats obtenus où l'on constate que l'augmentation de la pression a donc un double effet positif. En effet, on note à la fois une augmentation des effets non-linéaires par la réduction de la L_{NL} qui permettra d'accroître l'élargissement spectral, mais également une réduction des effets dispersifs par l'augmentation de la L_D .

Table VII-4 : Impact de l'augmentation de la pression d'argon (1, 5, 10 bar) au sein d'un mètre de la fibre #2.

	1 bar d'argon	5 bar d'argon	10 bar d'argon
Indice non-linéaire (m ² /W) * 10 ⁻²³	1,40	7,01	14,02
L _{NL} (m)	0.359	0.062	0.031
Δλ (nm)	10,7	53,5	106,8
GVD (fs ² /m)	-265	-190	-129
L _D (m)	764	1066	1569

Une phase de simulation a alors été lancée afin de déterminer la longueur de fibre et la pression de gaz nécessaire pour répondre à notre cahier des charges. Un couple de résultats retenu est donné dans la Table VII-5 et la dynamique de compression associée est reportée en Figure VII-7.

Table VII-5 : Paramètres retenus pour un élargissement spectral optimal.

Durée initiale (fs)	450
Taux de répétition (MHz)	2
Puissance moyenne (W)	100
Longueur de fibre (m)	1
Pression de gaz (bar)	7

Comme attendu, d'un point de vue temporel, peu de changements sont notables. Ceci indique que l'impact de notre dispersion est limité. Cependant, sur ce même graphique, nous pouvons observer l'apparition d'un chirp important induit par les effets non-linéaires. Ce point est confirmé par l'évolution spectrale, où un élargissement important est obtenu, plus de 60 nm de large à mi-hauteur contre 2,5 nm pour le spectre d'entrée, qui se rapproche des 74 nm attendus théoriquement.

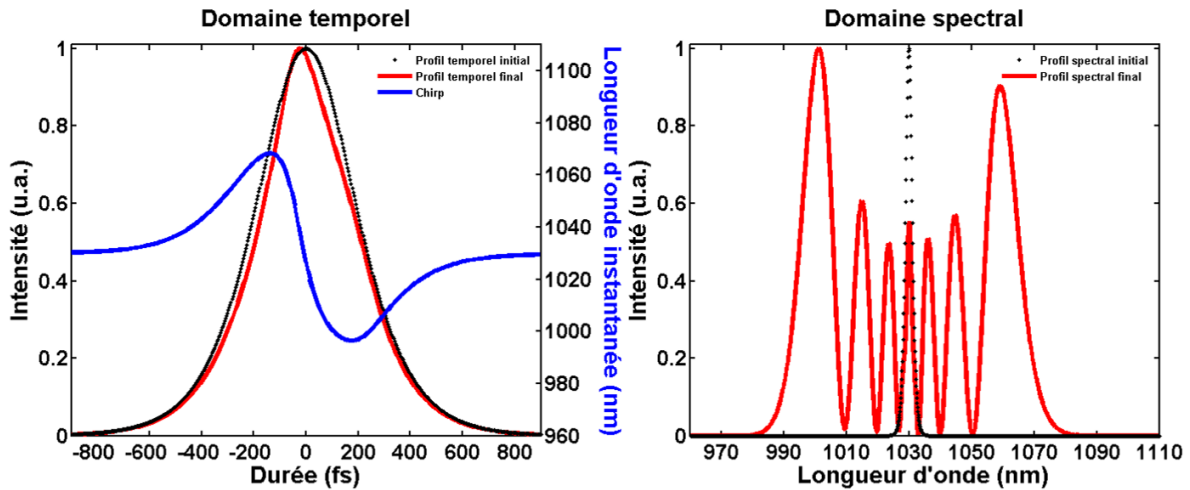


Figure VII-7 : Performance théorique en sortie du module de compression (propagation dans 1 m de fibre #2 remplie d'argon à 7 bar) dans le domaine temporel et spectral pour le cas 2 MHz et 100 W.

La post-compression de cette impulsion est ensuite simulée par l'ajout d'une GDD de -3400 fs^2 qui correspond aux miroirs dont nous disposerons lors du montage expérimental. Le résultat est reporté sur la Figure VII-8, où seule la partie temporelle est impactée. Ainsi, la forte compensation du *chirp* aboutit à une durée de 41 fs. Cette valeur s'approche de la valeur théorique attendue voisine de la vingtaine de femtosecondes, compte tenu de l'élargissement spectral réalisé. La différence est attribuée aux effets de dispersion d'ordre 2 et 3 de la fibre qui viennent potentiellement dégrader l'efficacité de la post-compression, mais également au profil de GDD de l'optique dispersive.

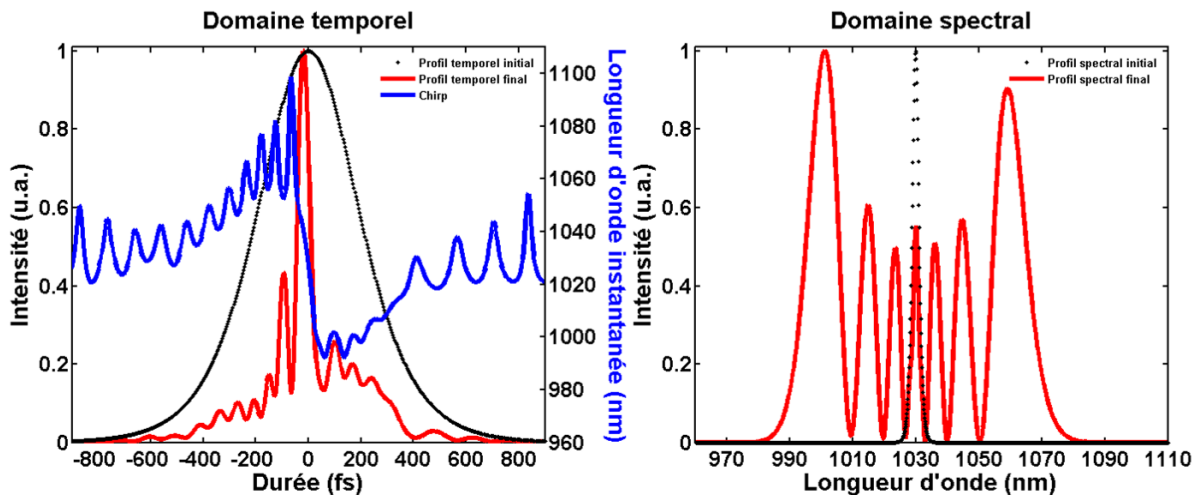


Figure VII-8 : Evolution théorique temporelle et spectrale après post-compression par une optique de GDD -3400 fs^2 .

VII.4.2. Résultat expérimental

La fibre ainsi que sa longueur déterminée par les résultats théoriques ont alors été intégrées dans la FastLas à savoir un mètre de la fibre #2 avec une pression de 7 bar d'argon. Le montage optique est représenté par la Figure VII-9 où l'on voit que le module FastLas est complètement intégré au laser impulsif. Cette partie d'interfaçage contient également un système de contrôle et de sûreté pour le laser. Finalement, afin de nous conformer aux

exigences du cahier des charges relatives au transport de faisceaux optiques, la section finale de la fibre est sortie du module FastLas afin d'être intégrée au module de post-compression. Celui-ci comprend une lentille de collimation ainsi que des miroirs interférométriques (GTI, [63]) sur lesquels plusieurs passages seront nécessaires pour obtenir la compression voulue. Le spectre ainsi que la trace d'autocorrélation sont contrôlés simultanément afin de nous assurer de la bonne dynamique spectrale et temporelle.

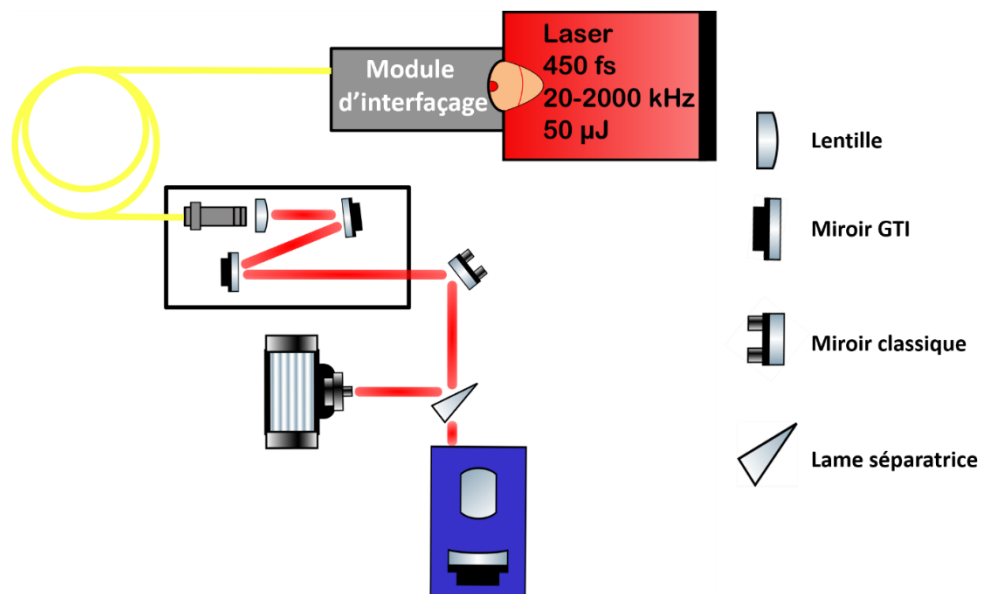


Figure VII-9 : Schéma du montage optique expérimental intégrant le module de compression FastLas dans une version interfacée et intégrée.

Après une phase de thermalisation du laser (typiquement 1 heure), est réalisé le couplage dans le module FastLas. La Figure VII-10 montre la trace d'autocorrélation, à gauche, et spectrale à droite obtenues après post-compression grâce à 1 miroir de -200 fs^2 suivi par 3 miroirs de -500 fs^2 , où le faisceau est réfléchi 2 fois par chacun d'eux. La GDD finale est ainsi de -3400 fs^2 .

Enfin, les résultats sont comparés aux données théoriques précédentes. Comme attendu, le spectre par SPM est élargi de plus d'une cinquantaine de nanomètres. La dissymétrie observée peut provenir de système de détection qui impose de faire passer ce faisceau de haute énergie/puissance au travers de lames séparatrices et densité. Cependant, cet élargissement accompagné d'un *chirp* permet la post-compression de l'impulsion initiale en une impulsion de 45 fs, impulsions respectivement représentées en bleu et en noir, Figure VII-10.

Comme pour la première FastLas celle-ci a été installée chez notre partenaire. Par ailleurs, des discussions sont aujourd'hui en cours pour la mise au point de nouveaux produits similaires.

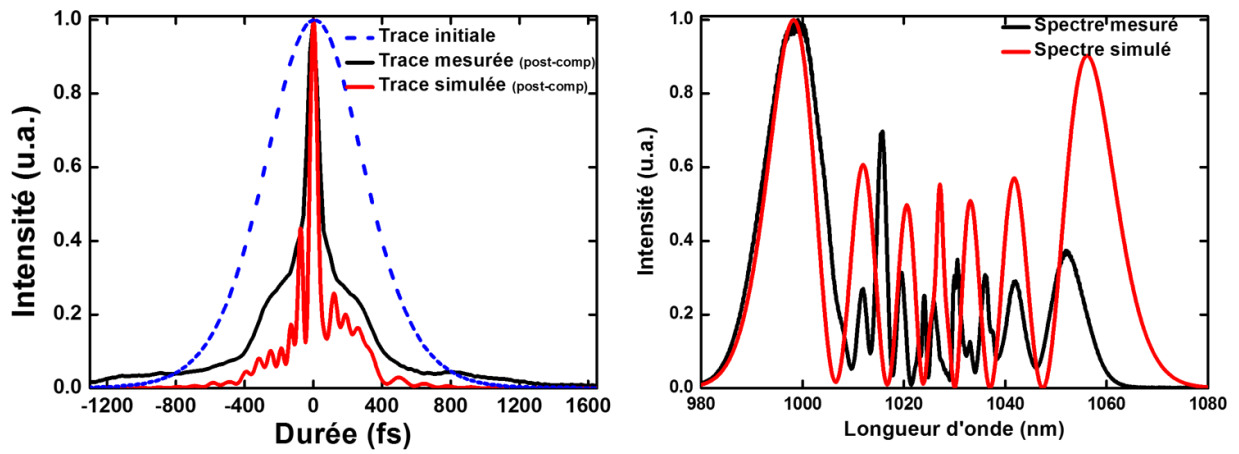


Figure VII-10 : Evolution spectrale et temporelle mesurée en sortie du compresseur FastLas pour une puissance de 100 W et un taux de répétition de 2 MHz. Les données théoriques sont rajoutées pour comparaison.

Chapitre VIII :

Module FastLas UV

Toujours dans le but de montrer la versatilité et le potentiel de notre module compresseur, une dernière étude a porté sur la compression d'impulsions femtosecondes mais dans la gamme de longueur d'ondes de l'ultraviolet. Les développements et résultats obtenus sont présentés.



VIII.1. Optimisation préliminaire des paramètres du compresseur par simulation numérique

Pour cette étude, une fibre spécifique a été développée afin de guider de façon efficace dans un régime de dispersion normale, à la longueur d'onde de 343 nm. Le but est en effet de mettre en évidence une compression d'impulsion sous une dynamique d'élargissement spectral suivie d'une post-compression, comme précédemment. Les propriétés géométriques et optiques de la fibre choisie sont décrites dans le chapitre III, sous le nom de fibre #5. Il est à noter que les énergies étant faibles (quelques micro-Joules) à 343 nm, il sera donc nécessaire d'exacerber les effets non-linéaires, soit par l'ajout de gaz à haute pression soit l'allongement de l'interaction, longueur de la fibre. Afin de déterminer les paramètres nécessaires à une telle dynamique des simulations numériques ont été effectuées. Un exemple de valeurs propices à la dynamique de compression sont reprises dans la Table VIII-1 et les résultats indiqués sur la figure VIII-1.

Table VIII-1 : Paramètres retenus pour une compression UV.

Longueur de fibre (m)	0,7
Gaz / Pression (bar)	Argon / 15
GVD (fs^2/m)	827
L_D (m)	75,5
L_{NL} (m)	0,021

Pour une impulsion d'énergie de 4,3 μJ en entrée, le profil temporel se trouve élargi par la propagation dans la fibre pour passer d'une durée en sortie de 250 à 343 fs. Du point de vue spectral, comme attendu par l'effet du SPM, le spectre est élargi d'un facteur 40 pour passer à une largeur de 20 nm à mi-hauteur. Ceci correspond à une compression théorique de 5,8 fs une fois l'impulsion post-comprimée. Cependant, Les optiques dispersives expérimentalement disponibles ne nous fournissent qu'une GDD de - 920 fs^2 , les simulations de post-compression ont été lancées avec cette valeur. L'évolution obtenue est présentée sur la Figure VIII-2, montrant une valeur comprimée à 76 fs.

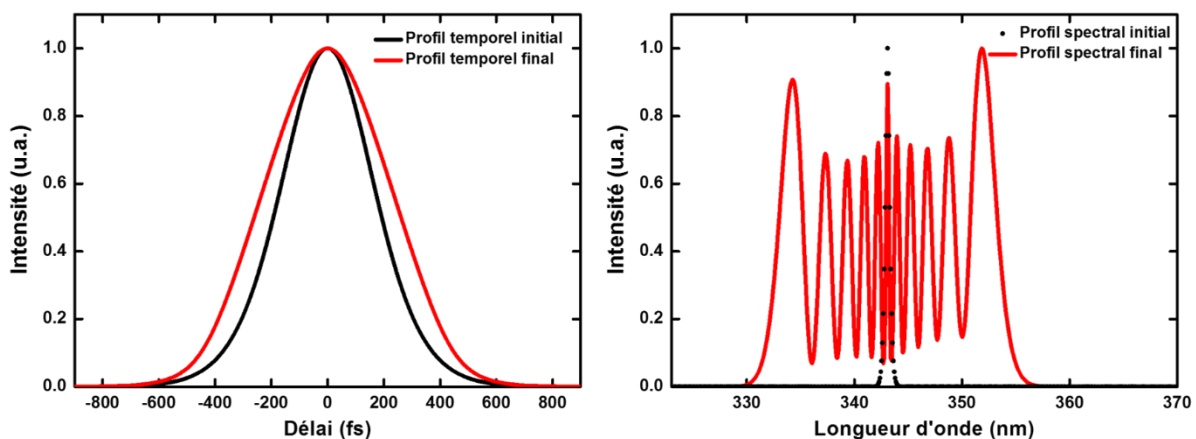


Figure VIII-1 : Performance théorique en sortie du module de compression (propagation dans 0,7 m de fibre #5 remplie d'argon à 15 bars) dans le domaine temporel et spectral pour une impulsion d'entrée de 4,3 μJ et 250 fs.

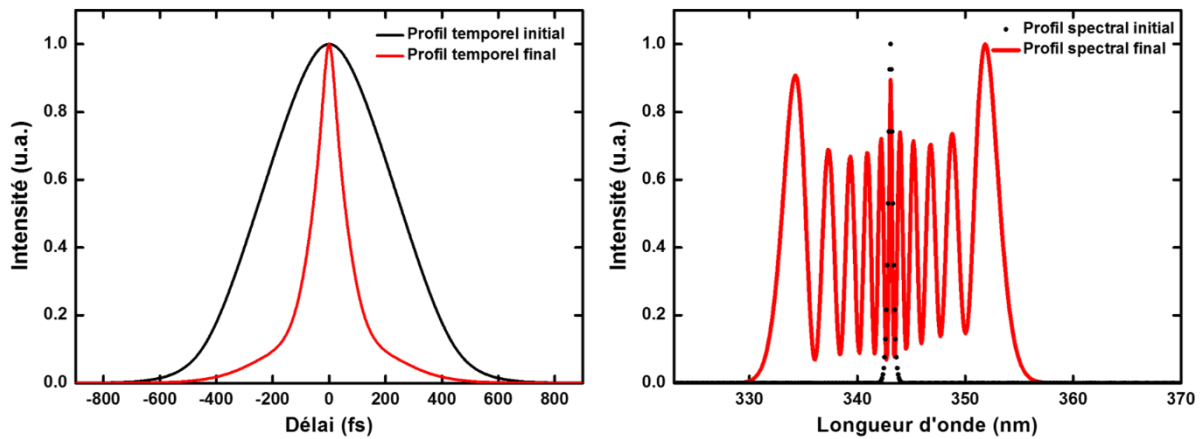


Figure VIII-2 : Evolution théorique temporelle et spectrale après post-compression par une optique de GDD -920 fs^2 .

VIII.2. Résultats expérimentaux

La FastLas a alors été assemblée en utilisant les paramètres de longueur de fibre et pression de gaz déterminés dans la Table VIII-1. La Figure VIII-3 (a) rappelle l'impact de l'argon à une pression de 15 bars sur la GVD de la fibre #5. Le module est ensuite intégré au montage optique décrit en Figure VIII-3 (b) qui se compose du laser Satsuma-triplet de la compagnie Amplitude Systèmes (taux de répétition de 250 kHz et durée de 250 fs ayant des énergies allant jusqu'à $4.3 \mu\text{J}$) et de deux miroirs de couplage avant le système fibré. L'efficacité de couplage est de 44% (incluant les pertes de transmission de la fibre). En sortie, le faisceau est collimaté puis dirigé vers l'optique dispersive avant d'être analysé par un autocorrélateur. Les évolutions de spectre et de puissances sont également monitorées en amont du miroir dispersif.

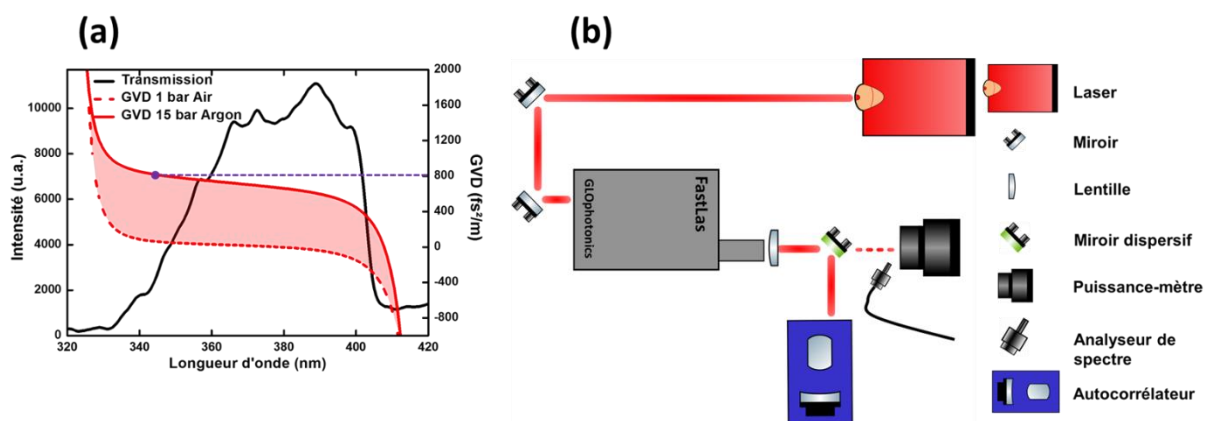


Figure VIII-3 : (a) Courbe de transmission (courbe noire) et de dispersion à 1 bar d'air et 15 bar d'argon (courbe rouge). (b) Montage optique intégrant la FastLas.

Les spectres et traces d'autocorrélation sont reproduits sur la Figure VIII-4 pour des énergies allant de 1 à $4,3 \mu\text{J}$. Comme attendu, l'évolution spectrale est dominée par les effets de la SPM qui viennent élargir le spectre FWHM à 17 nm pour $4,3 \mu\text{J}$. A cette valeur, la transmission diminue de 20%. L'étape de post-compression bien que non optimale suit la théorie avec une durée minimale mesurée de 70 fs pour cette énergie.

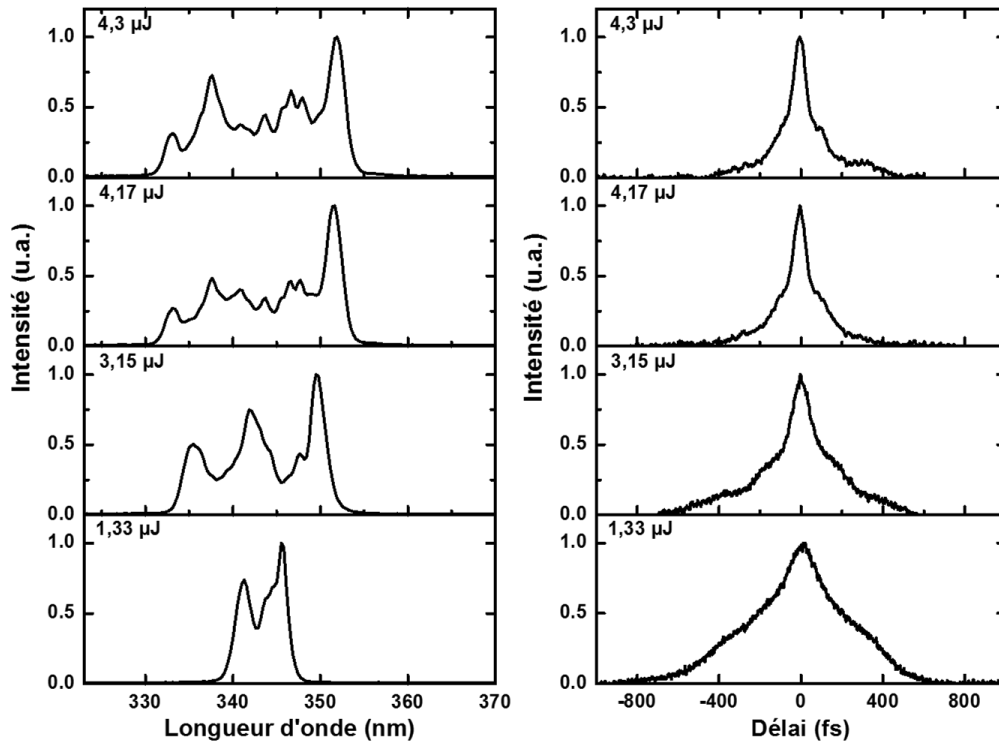


Figure VIII-4 : Evolution expérimentale spectrale et temporelle lors de la montée en énergie pour le module FastLas intégrant 0,7 m de fibre #5 remplie à 15 bar d'argon.

La figure VII-5 compare ces données expérimentales et théoriques.

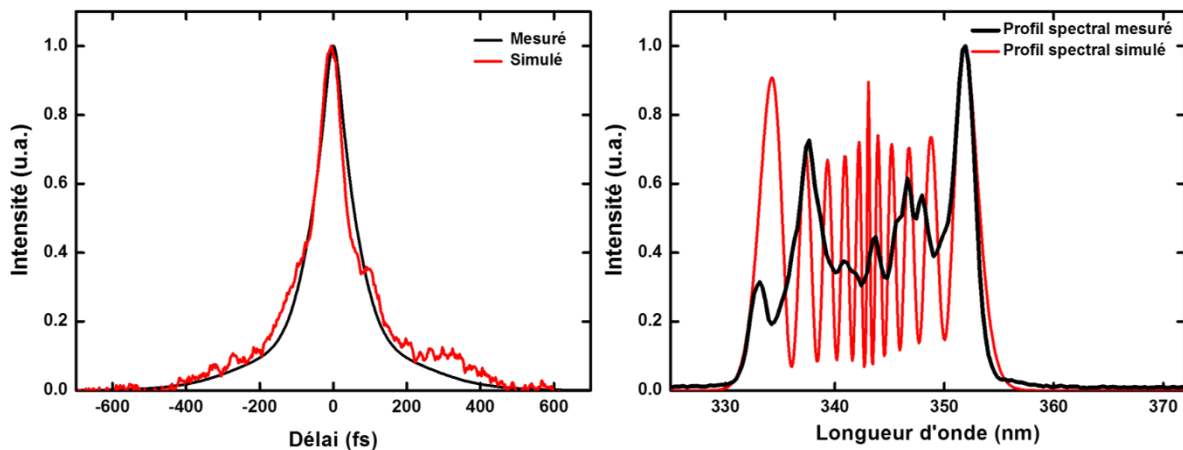


Figure VIII-5 : Comparaison des spectres et traces temporelles, simulés (rouge) et mesurés (noir) pour une énergie de 4,3 μJ .

La même étude a ensuite été menée dans une configuration où la fibre est uniquement exposée à l'air ambiant. Comme l'indique la Figure VIII-3 (a), la dispersion passe d'une valeur de 827 à 68 fs^2/m tout en restant dans le même régime normal. De plus, l'air étant nettement moins non-linéaire que l'argon (l'indice de l'air s'approche de $4 \cdot 10^{-23}$ pour $21 \cdot 10^{-23} \text{ m}^2/\text{W}$ pour 15 bar d'argon), la longueur de fibre utilisée devra être augmentée pour conserver une dynamique de compression importante. La Figure VIII-6 présente les résultats expérimentaux en fonction de l'énergie couplée dans une section de 3,5 m de fibre remplie d'air. L'évolution

enregistrée suit la même évolution que ci-dessus pour aboutir à un spectre maximum de 13,3 nm de large FWHM pour 4,3 μJ . L'impulsion une fois post-comprimée est mesurée égale à 57 fs.

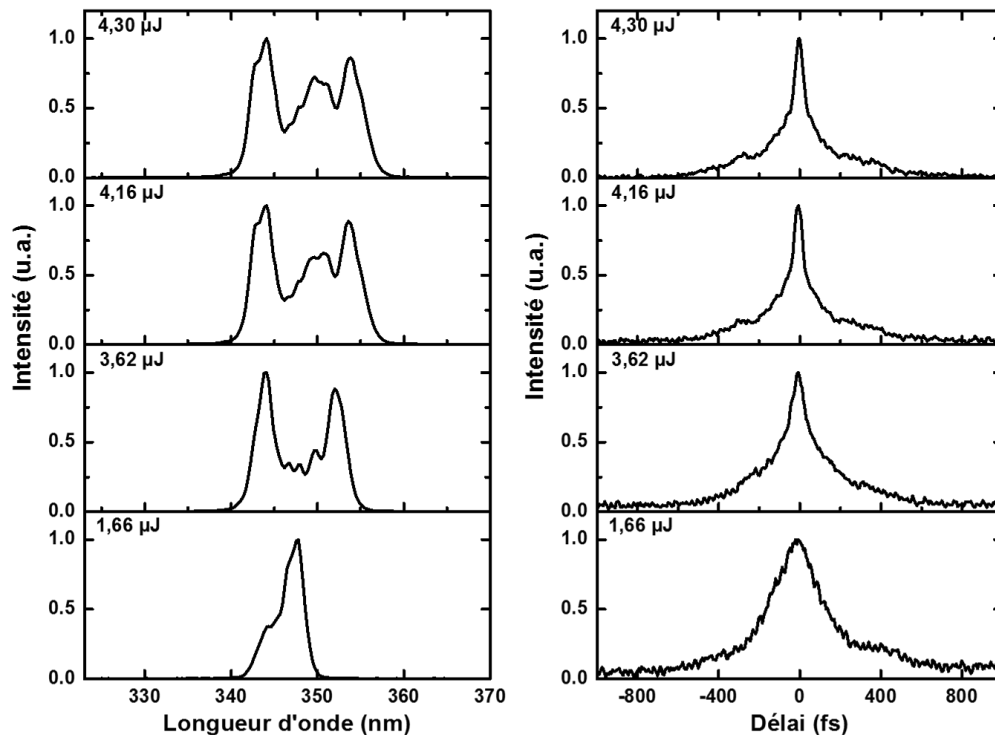


Figure VIII-6 : Evolution expérimentale spectrale et temporelle lors de la montée en énergie pour le module FastLas intégrant 3,5 m de fibre #5 exposée à l'air ambiant.

Pour finir, une étude supplémentaire a été menée. L'efficacité de compression y a été mesurée en fonction de la longueur de fibre et ce pour le cas de l'argon (ici fixé à 15 bar) et de l'air.

Une loi d'échelle peut ainsi être obtenue, présentée en Figure VIII-7. Cette étude démontre que même si l'augmentation de longueur est en théorie un atout vis-à-vis de la SPM, il en va différemment de la post-compression. Les résultats nous permettent également de retrouver la différence de valeurs d'indice non-linéaire entre l'air et l'argon, à savoir que le ratio de n_2 proche de 5,25 se retrouve sur le ratio des longueurs optimales 3,5 m et 0,7 m permettant une compression approchant les 50 fs.

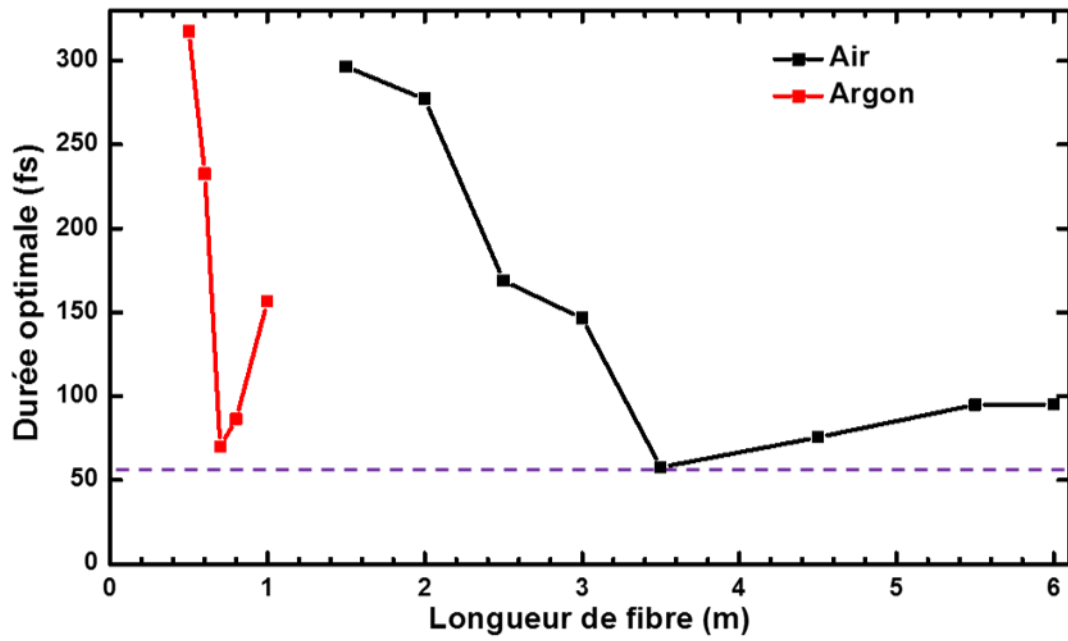


Figure VIII-7 : Durée de compression optimale en fonction de la longueur de fibre #5 utilisée pour le cas de l'argon à une pression de 15 bars et de l'air ambiant.

Chapitre IX :

Conclusion et perspectives



Depuis sa démonstration de principe dans les années 60, la technologie laser a connu de rapides et constants développements. En un peu plus d'un demi-siècle, les moyens nécessaires à la génération, à la propagation et au contrôle de la lumière se sont considérablement diversifiés grâce au développement de nouveaux composants optiques pour déboucher aujourd'hui sur une grande variété d'applications. C'est ainsi qu'au plan technologique, il est désormais possible d'adresser un large éventail de régimes de fonctionnement allant du continu au pulsé en passant par des niveaux d'énergies et puissances pouvant dépasser respectivement le KiloJoule et le KiloWatt sans oublier une longueur d'onde d'opération qui ne cesse de se diversifier.

Cependant des obstacles demeurent. Les limites intrinsèques aux lasers ne peuvent être pour l'heure repoussées. Nous pensons naturellement à la durée des impulsions générées, typiquement quelques centaines de femtosecondes pour les lasers à base d'Ytterbium, laquelle durée est limitée par la largeur spectrale d'émission de ce milieu.

Face à ce défi, des approches nouvelles et des solutions innovantes sont nécessaires. Parmi elles, la fibre Kagomé, fibre microstructurée munie d'un cœur d'air mérite une attention particulière. A maintes reprises, cette fibre a montré un fort potentiel attractif à l'égard de ces lasers USP. Elle a en effet fait la preuve de ses capacités à guider des faisceaux de hautes énergies et de hautes puissances dans des régimes ultrabrefs de durée femtoseconde. En outre, cette fibre offre une interaction unique laser-matière quand elle est remplie de gaz, et ouvre la voie à la génération d'effets non-linéaires. Enfin, son profil de dispersion lui donne la possibilité de guider les impulsions dans des régimes de dispersion normale et anormale, permettant aussi bien la génération d'ondes solitoniques que des élargissements spectraux par SPM.

Les premières démonstrations en laboratoire de compression d'impulsions via la fibre Kagomé constituent le point de départ de la présente thèse CIFRE. C'est ainsi que nous avons été amenés à travailler en lien étroit avec la société GLOphotonics, qui commercialise cette fibre et les composants optiques qui en découlent.

Durant les travaux de recherche que nous présentons plusieurs études ont été menées. En premier, il a été développé un programme de simulation numérique fondé sur la méthode de *Split-Step Fourier*. Celui-ci a notamment permis de déterminer les conditions expérimentales nécessaires aux différentes applications industrielles retenues. Puis, la fabrication et la caractérisation de fibres creuses ont fait partie du socle technologique de mes études, autorisant l'accès à différents profils de dispersion par le changement de rayon interne et de l'épaisseur des ponts de silice. Les fibres fabriquées ont également dépassé l'état de l'art. Parmi elles, on note des pertes de 8.5 dB/km à 1 μm , un minimum de 7,7 dB/km démontré à 750 nm ainsi que des atténuations linéiques records dans le domaine du bas visible et de l'ultraviolet, comprises entre 13 dB/km à 532nm et 70 dB/km à 355 nm.

Parallèlement aux caractérisations standard de ces fibres, je me suis aussi investi dans la mise place d'un montage expérimental S^2 dont l'objectif est de quantifier le contenu modal.

L'utilisation expérimentale de cette plateforme unique a alors fourni de riches dynamiques spectrale et temporelle lorsque la fibre est uniquement remplie d'air ou bien de gaz et ce pour des niveaux d'énergie de centaines de microjoule en régime femtoseconde. Ainsi la génération dans l'air d'un supercontinuum associée à des densités spectrales allant jusqu'à 150 nJ/nm a pu être démontré, soit 2 ordres de grandeurs supérieurs aux supercontinuum des sources laser fibrées.

Toujours dans une fibre remplie d'air, a pu être optimisée une dynamique de compression solitonique afin d'aboutir à la compression d'une impulsion de 580 fs à 20 fs à des énergies de l'ordre de la centaine de microjoules. Cette compression s'est révélée particulièrement stable avec une efficacité de plus de 50%.

Finalement un transfert technologique de ces travaux vers la société GLOphotonics a été effectué pour développer une nouvelle gamme de modules de compression temporelle baptisée FastLas. Trois exemplaires ont été mis au point afin de montrer la versatilité de ce module en termes de longueur d'onde, de puissance moyenne et d'énergie. Les résultats ont clairement mis en évidence une compression solitonique de 270 fs à 30 fs (40 W, 2 MHz, 1030 nm), ainsi que deux dynamiques d'élargissements spectraux/post-compression de 450 fs à 50 fs (100 W, 2 MHz, 1030 nm) et 250 fs à 57 fs (1 W, 250 kHz, 343 nm). Ces modules, que j'ai installés, sont aujourd'hui opérationnels chez des clients. Nous avons eu également la satisfaction de voir ce travail être finaliste du prix de l'innovation à la conférence de CLEO Europe 2019 (Innovation Award at LASER 2019).

La Figure I-15 peut ainsi se compléter par les résultats obtenus au cours des travaux de recherche réalisés.

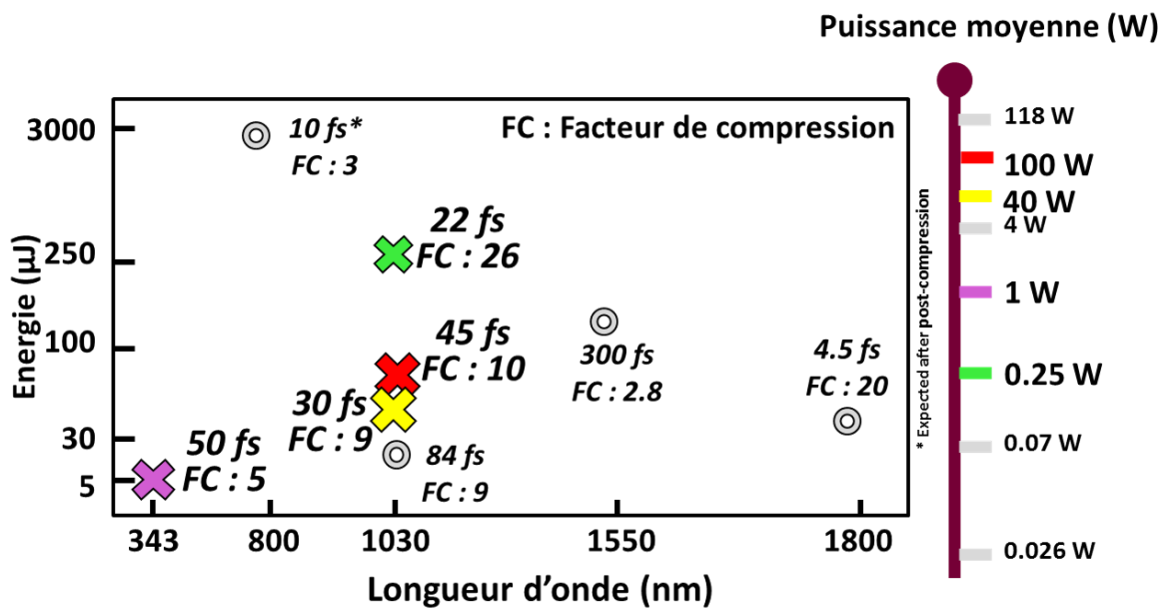


Figure IX-1 Représentation des résultats de compressions, grâce à des fibres creuses de type Kagomé, dans l'espace des longueurs d'onde, énergie et puissance moyenne

Il faut aussi mentionner diverses collaborations, toujours en cours, nouées notamment avec les laboratoires LBNL (Lawrence Berkeley National Laboratory-BELLA center) ainsi qu'avec ELI-ALPS (Szeged). L'objectif est ici de démontrer une compression d'impulsions millijoule dans des régimes sub-30 fs. Le guidage de faisceaux aussi intenses réclame des fibres à larges cœurs qui impactent le contenu modal, nécessitant donc des optimisations. Les perspectives à court terme reposent sur ces travaux, avec comme enjeu supplémentaire la compression d'impulsion à des longueurs d'ondes différentes, 515 nm et 1,8 μm pour des applications de génération de hautes harmoniques ou de spectroscopie.

La réalisation d'une fibre optimisée pour les hautes énergies se poursuivra parallèlement à la gestion des profils de dispersion spécifiques par ajout de tubes interstitiels. Ceci permettra un meilleur contrôle des dynamiques de compression.

Enfin ces travaux de recherche ont également permis d'isoler deux phénomènes exotiques.

Le premier reprend l'étude qui a été décrite en fin du chapitre V où un phénomène de « rebond spectral » entraînant une série d'auto-compressions par dynamique solitonique. Pour cette dernière l'ionisation semble être le paramètre essentiel qu'il faudra donc contrôler par l'ajout de gaz ou de mélanges de gaz.

Le second repose sur l'observation de la génération d'un réseau lumineux structuré au sein de la fibre creuse qui se produit sur toute la longueur de la fibre avec une période millimétrique comme le montre la photo ci-dessous.

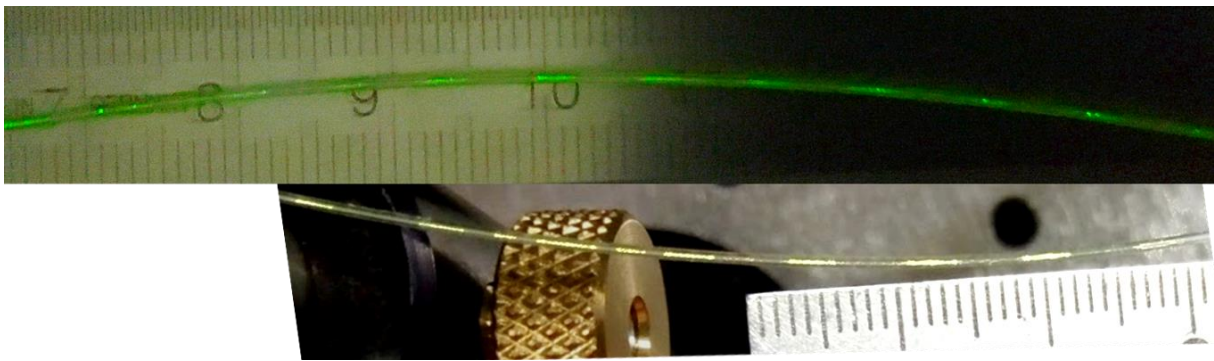


Figure IX-2 : Réseau généré dans une fibre creuse remplie de 300 mbar d'argon pour les conditions d'excitation spécifiques de 10 W, 130 fs , 1030 nm.

Tous ces horizons de recherche donneront certainement naissance à d'autres innovations, à d'autres découvertes, à d'autres outils scientifiques, lesquels ne manqueront pas d'ouvrir à leur tour de nouvelles perspectives à la technologie laser et à ses applications.

Annexes

Annexe 1. Dispositif S ²	162
Annexe 1.1. Limites de mesure	164
Annexe 2. Réalisation d'une PMC toute fibrée	167



Annexe 1. Dispositif S²

Un montage S² a donc fait l'objet d'un développement durant mes travaux de thèse. Pour l'expliquer prenons comme exemple la mesure faite sur une fibre. Comme nous l'avons décrit dans le chapitre III, les champs proches sont enregistrés pour chaque longueur d'onde, soit 514 images au total. Si nous sommions les valeurs des pixels de chaque image nous obtenons un spectre d'intensité pour la plage de longueur d'onde, présenté en Figure IX-3.

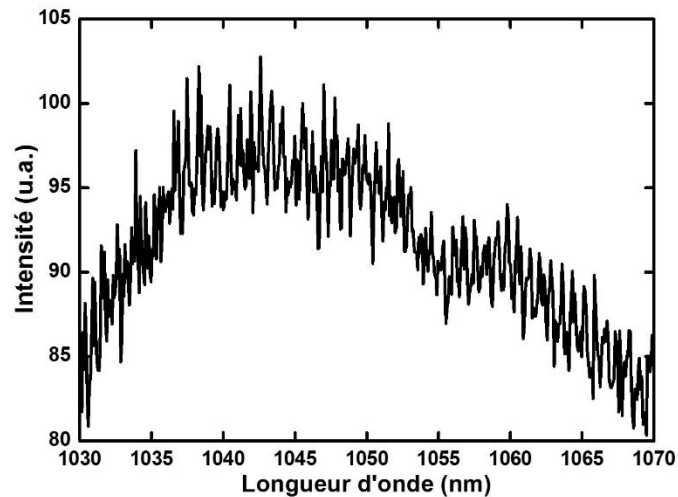


Figure IX-3 : Intensité totale pour chaque image.

Tout d'abord il apparaît que l'intensité des images enregistrées décroît avec les longueurs d'onde. En effet, malgré la fiabilité du laser cette puissance aura tendance à diminuer avec les longueurs d'onde. Au-delà de cette différence de puissance, il semble qu'une oscillation régulière apparaisse, nous verrons dans les paragraphes qui suivent ses conséquences ainsi que sa source.

La suite du programme est une succession de transformée de Fourier et d'analyse de pic (ou groupe de pic). Les transformées se font sur l'ensemble des images et non pas de manière individuelle. En effet les images sont classées par longueurs d'onde et ordonnées en couche, à la manière d'un mille-feuilles, Figure IX-4.

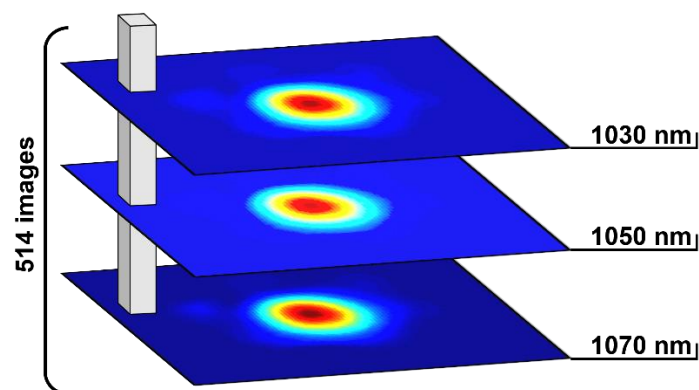


Figure IX-4 : Représentation de la gestion des transformées de Fourier.

Chaque pixel va subir une transformée de Fourier qui opère sur les pixels ayant la même position sur chaque image. Ainsi ceux en position (x_1, y_1) de chaque image seront transformés ensemble. Puis les pixels (x_1, y_2) etc jusqu'au dernier en position (x_{100}, y_{100}) , comme il est

représenté sur la Figure IX-4. Finalement de nouvelles images (que l'on nommera « imagesTF ») sont ainsi générées par transformée de Fourier, chacune possédant maintenant un module et un argument (qui sera assimilé plus tard à la phase).

La Figure IX-5 présente l'intérêt du passage dans l'espace de Fourier. En effet la présentation dans l'espace « temporel » nous donne les informations sur les amplitudes et périodes mais ceci pour de oscillations simple (une seule fréquence). L'analyse devient complexe pour une composition de plusieurs oscillations. La Figure IX-5 (a) présente trois différentes sinusoïdes de période 0.2 s (graphique du bas), 0.08 s (graphique du milieu) et une composition des deux (graphique du haut). En passant dans l'espace de Fourier, il est possible de retrouver les fréquences présentent dans une oscillation même s'il s'agit d'une composition. La Figure IX-5 (b) fait apparaître les fréquences des mêmes oscillations à 5 et 12 Hz.

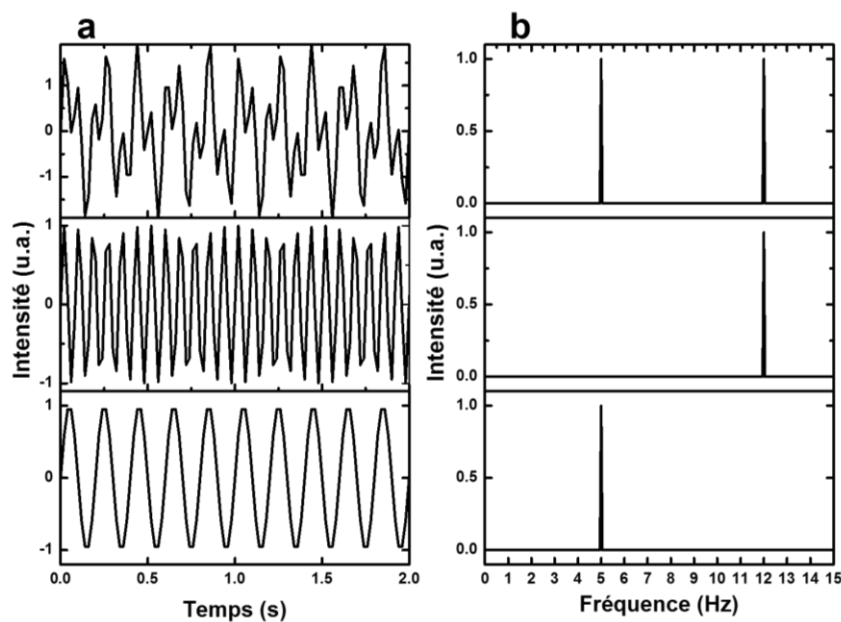


Figure IX-5 : Représentation de différentes sinusoïdes (a) pour des périodes de 0.2 s, 0.08 s et une composition des deux. (b) Représentation des mêmes courbes dans l'espace de Fourier.

La transformée de Fourier nous permet ainsi de connaître les fréquences contenues dans une oscillation. Ainsi, comme nous l'avons fait pour obtenir le spectre d'intensité totale Figure IX-3, nous pouvons à nouveau sommer les modules des « imagesTF » obtenues par transformée de Fourier. Cette opération fournira le graphique représenté en Figure IX-6. Il fait émerger différents pics correspondant aux modes contenus dans la fibre, tous espacés par un certain délai dû à leurs différences de vitesses de propagation. Celui centré à 0 ps sera ainsi le mode fondamental de la fibre. A 3.1 ps et 4.4 ps les modes LP_{01} sont présents pour deux polarisations orthogonales. Sont également présentées leurs phases. Finalement à 5 ps un mode non-conventionnel est retrouvé par l'algorithme. Ce mode possède un champ et une phase totalement abstraits laissant à penser qu'il s'agit d'un artefact de mesure. Nous confirmerons cette hypothèse dans le paragraphe suivant.

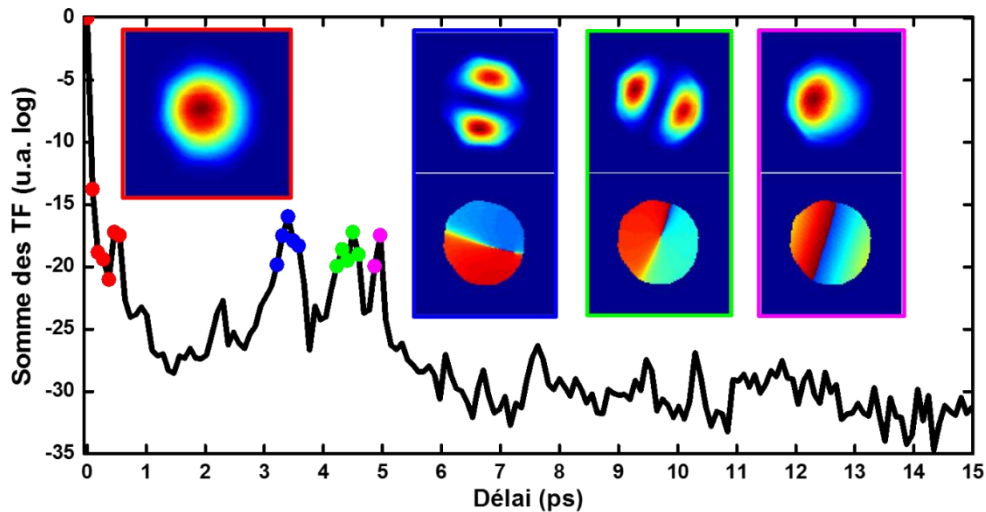


Figure IX-6 : Somme des transformées de Fourier pour les valeurs positives de délai.

En ce qui concerne la reconstruction des champs pour les modes d'ordres supérieur elle se fait en plusieurs étapes. La première consiste à regrouper les « imagesTF » des pics. Ici il y a cinq « imagesTF » par mode (que ce soit le bleu ou le vert). Toutes les « imagesTF » ainsi identifiées seront normalisées par la même image virtuelle. Celle-ci se composant des pixels ayant la valeur maximale sur l'ensemble des « imagesTF ». La normalisation permet de créer un coefficient nommé α . Il y aura donc $\alpha(\text{bleu})$ formé de cinq sous coefficients, $\alpha(\text{vert})$ également formé de cinq et finalement $\alpha(\text{rose})$ composé de deux.

Tous les α_{tot} sont ensuite sommés pour identifier la part totale des modes d'ordres supérieurs. Par quelques rapports entre les valeurs de $\alpha(\text{bleu})$ et α_{tot} nous pouvons ainsi retrouver le profil des modes d'ordre supérieur ainsi que leur poids (s'ils sont fortement présents ou non). Finalement les profils modaux sont reconstruits ainsi que les phases.

Annexe 1.1. Limites de mesure

Comme nous l'avons énoncé précédemment, l'intensité du laser semble modulée. Cette modulation a pu également être observée en mesurant le laser seul, sans passage par une fibre. La conséquence de cette oscillation sera bien évidemment l'apparition d'un pic dans le domaine fréquentiel et donc la génération d'un mode qui n'en est pas un. L'étude de ce phénomène a été faite [119], et permet ainsi de localiser le pic qui en découlera. Grâce à la formule :

$$\tau = \frac{\lambda^2}{c\Delta\lambda} \quad \text{Eq. IX-1}$$

extraite de [119], il nous est donc possible de trouver la position « temporelle » du pic si nous connaissons la modulation en longueur d'onde. Si nous nous plaçons autour de 1063 nm, il est possible de mesurer une oscillation telle que $\Delta\lambda = 0.72$ nm, Figure IX-7, et ainsi obtenir $\tau = 5.2$ ps.

L'artefact observé autour de 5 ps Figure IX-6, provient donc des fluctuations de puissance du laser.

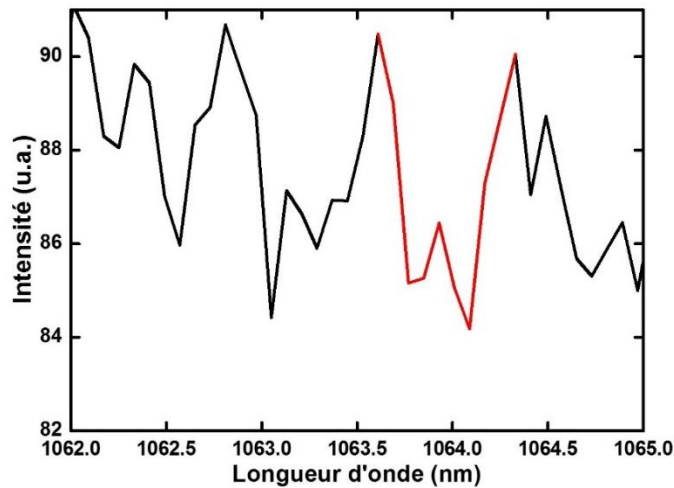


Figure IX-7 : Oscillation de la puissance du laser.

Bien qu'aussi simple qu'efficace, ce montage possède ses limites. La première limite viendra du poids des modes d'ordres supérieurs. En effet lorsqu'un mode d'ordre supérieur possède un poids trop important, il se peut que celui-ci joue le rôle d'un autre « fondamental » et se mette à battre avec les autres modes d'ordres supérieurs. Ce phénomène a été étudié, et se nomme « Spurious mode » [119].

Une autre limite sera atteinte lorsque les pics ne contiendront pas un point mais un groupe de points. Il s'agit des modes distribués, représentés Figure IX-8. En effet, durant sa propagation au sein de la fibre optique, une quantité de lumière initialement contenue dans un mode pourra se voir couplée à un autre mode. Lors de l'acquisition des champs, la caméra enregistrera donc un mode dont les composantes auront voyagé à des vitesses différentes élargissant ainsi la position du pic détecté.

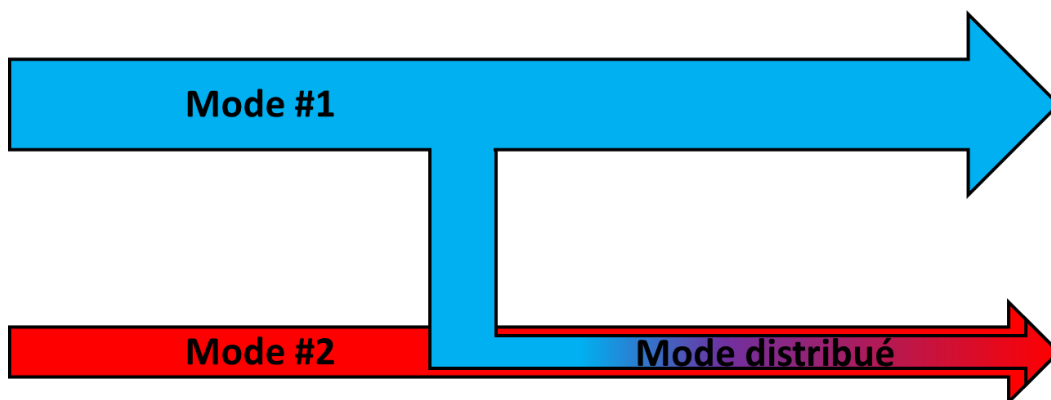


Figure IX-8 : Représentation de la distribution de mode.

Annexe 2. Réalisation d'une PMC toute fibrée

Durant le chapitre III était évoquée la mise en place d'un processus permettant le piégeage de gaz au sein de fibres à cœur creux sans nécessité d'élément mécanique. Durant mes travaux de recherches j'ai en effet pu développer une nouvelle technique permettant d'obtenir une fibre connectisée (FC/APC) remplie de gaz. Ce projet avait pour but de fournir à un client une fibre pouvant servir d'étalon de fréquence pour un laser 633 nm. Les travaux se sont portés sur l'iode, un élément à l'état solide sous condition atmosphérique ambiante.

Un montage optique et de gestion de gaz a donc été nécessaire. Le montage permet à la fois d'évacuer l'air contenu dans le système et la fibre, mais également de sublimer l'iode grâce à une pression de l'ordre du 10^{-4} mbar.

Il se compose d'un réservoir d'iode suivit d'une vanne. Un système de double croix permet l'ajout d'un accès gaz (hélium) ainsi que d'un connecteur où la fibre peut entrer de manière étanche dans la chambre. Une dernière vanne relie la partie gauche du système à un piège à froid ainsi qu'une turbo pompe.

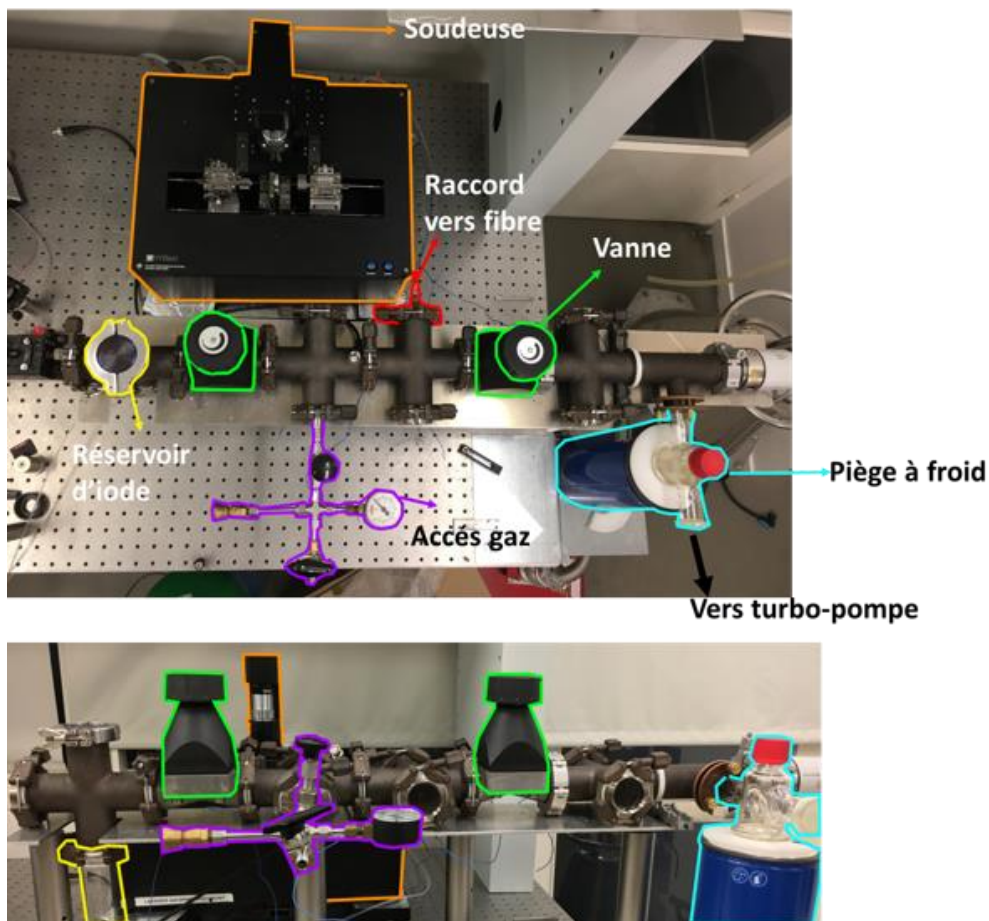


Figure IX-9 : Montage pour la réalisation de PMC-Diode.

L'étape #1 consiste en la création d'une demi-PMC. Pour se faire, la fibre (noté a_1 Figure : IX-10) dénudée de son coating est insérée dans un capillaire de silice. Celui-ci est ensuite effondré entièrement autour et en amont de la fibre afin de s'assurer de l'étanchéité entre les deux. Cette étape est réalisée par une soudeuse à filament. L'excédent est ensuite clivé



manuellement et le reste est inséré dans un connecteur de type FC-APC et poli, la fibre est « connectorisée ».

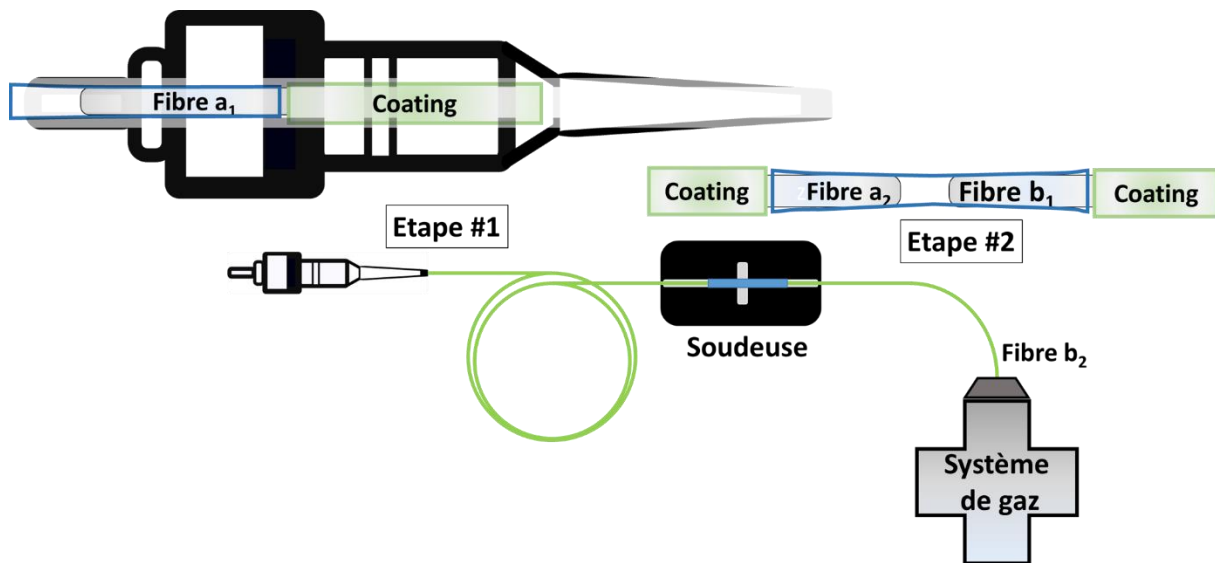


Figure : IX-10 Etapes de réalisation de la PMC.

La seconde étape consiste à utiliser un autre capillaire semblable au premier pour y insérer la seconde extrémité de la fibre (fibre a₂). En vis-à-vis est ajouté un second tronçon de fibre (fibre b₁) tout en gardant un espace suffisant entre les deux. A nouveau la soudeuse est utilisée afin d'effondrer le capillaire sur les deux tronçons, tout en s'assurant que l'espace entre les deux ne se bouche pas totalement. L'extrémité de la seconde fibre est lui raccordé à notre système de gaz. Le vide et l'ajout d'iode dans la fibre a₁₋₂ se fera par ce second morceau. Lorsque la pression dans la fibre sera jugée suffisante, le capillaire sera à nouveau chauffé pour finir son effondrement et ainsi scellé définitivement la première fibre qui pourra être à nouveau connectisée. La transmission finale ainsi obtenue est supérieure à 40 %.

Cette PMC a par la suite été caractérisé par notre partenaire. Les performances sont comparées avec celles d'une cellule d'iode commerciale qui nécessite une chauffe à 50 °C. La mesure consiste à balayer des fréquences entre 473320 GHz et 473370 GHz (autour de 633,3 nm) et d'enregistrer les raies d'absorptions de l'iode. Comme on peut le voir Figure IX-11, la PMC permet d'obtenir les mêmes absorptions que la cellule référence, avec par ailleurs des raies plus étroites de 5 %. Cette différence est potentiellement due à la différence de 30 °C.

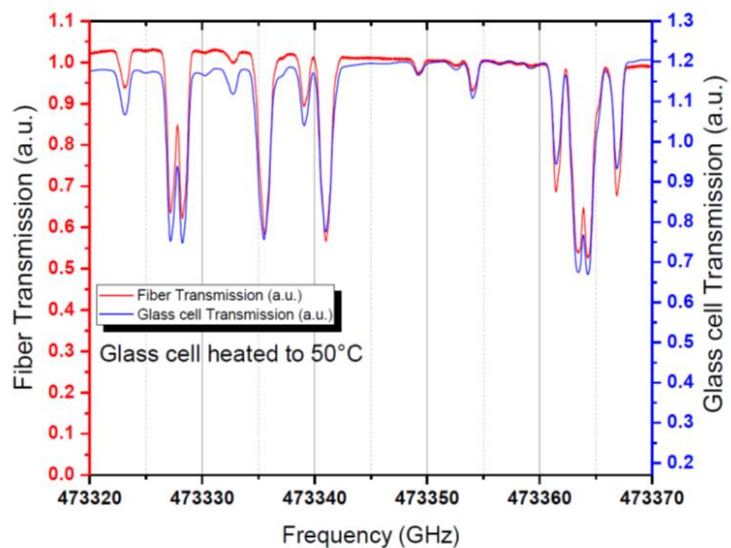


Figure IX-11 : Comparaison de la PMC et d'une cellule chauffée pour l'absorption à 633,3 nm.

D'autres mesures notamment d'absorption saturante sont actuellement en cours et déboucheront sur de futurs travaux de thèse.

Références bibliographiques

- [1] T. H. MAIMAN, “Stimulated Optical Radiation in Ruby,” *Nature*, vol. 187, no. 4736, pp. 493–494, Aug. 1960.
- [2] L. E. Hargrove, R. L. Fork, and M. A. Pollack, “LOCKING OF He–Ne LASER MODES INDUCED BY SYNCHRONOUS INTRACAVITY MODULATION,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 5, no. 1, pp. 4–5, Jul. 1964.
- [3] P. F. Moulton, “Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 3, no. 1, p. 125, Jan. 1986.
- [4] *Solid-State Laser Engineering | Walter Koechner | Springer*, 6th ed. New York: Springer-Verlag New York, 2006.
- [5] W. Kautek and M. Forster, “Ultrafast Laser Micro- and Nanostructuring,” 2010, pp. 189–213.
- [6] K. Sugioka, M. Meunier, and A. Piqué, *Laser Precision Microfabrication*. Springer Berlin, 2013.
- [7] M. Malinauskas *et al.*, “Ultrafast laser processing of materials: From science to industry,” *Light: Science and Applications*. 2016.
- [8] M. S. Brown and C. B. Arnold, “Laser Precision Microfabrication,” vol. 135, pp. 91–120, 2010.
- [9] P. Antoine, A. L’huillier, and M. Lewenstein, “Attosecond pulse trains using high–order harmonics,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 77, no. 7, pp. 1234–1237, 1996.
- [10] A. H. Zewail, “Laser femtochemistry,” *Science (80-.)*, vol. 242, no. 4886, pp. 1645–1653, 1988.
- [11] “Lasers in Ophthalmology: Basic, Diagnostic, and Surgical Aspects : a Review -,” *Arch. Ophthalmol.*, vol. 122, no. 7, pp. 1094–1095, 2014.
- [12] F. Fankhauser, “Lasers, optical systems and safety in ophthalmology: A review,” *Graefe’s Archive for Clinical and Experimental Ophthalmology*, vol. 234, no. 8. Springer Verlag, pp. 473–487, 1996.
- [13] G. Cerullo, “Femtosecond-laser-written optical waveguides for optical communications and biophotonic applications,” 2009.
- [14] Y. Cheng, J. Xu, Z. Xu, K. Sugioka, and K. Midorikawa, “Femtosecond laser integration for biophotonic applications - a ‘magic brush’ in the micro/nano-world,” in *Optics InfoBase Conference Papers*, 2008.
- [15] Q. Cui, C. Xu, and H. Zhao, “Precise measurement of two-photon absorption coefficient of microscale biophotonics materials by femtosecond laser pump-probe,” in *Optics InfoBase Conference Papers*, 2017, vol. Part F70-PIBM 2017.
- [16] “CEA - Laser Mégajoule.” [Online]. Available: <http://www-lmj.cea.fr/>. [Accessed: 04-Nov-2019].
- [17] A. Klenner, M. Golling, and U. Keller, “21.4 kW peak power from a gigahertz multimode-diode-pumped solid-state laser with carrier-envelope offset frequency detection,” in *2013 Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO 2013*, 2013.
- [18] M. Messner, A. Heinrich, C. Hagen, and K. Unterrainer, “Acousto-optically Q-switched diode side-pumped Er:YLF laser generating 50kW peak power in 70ns pulses,” 2019, p. 6.
- [19] R. Akbari and A. Major, “High-power diode-pumped Kerr-lens mode-locked bulk Yb:KGW laser,” *Appl. Opt.*, vol. 56, no. 31, p. 8838, Nov. 2017.



- [20] A. GmbH, "Laser Crystals."
- [21] B.-S. Yuan, D. Wang, Y. Dong, W. Zhang, and G.-Y. Jin, "Experimental study of the morphological evolution of the millisecond–nanosecond combined-pulse laser ablation of aluminum alloy," *Appl. Opt.*, vol. 57, no. 20, p. 5743, Jul. 2018.
- [22] Y. Pan *et al.*, "Millisecond laser machining of transparent materials assisted by a nanosecond laser with different delays," *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 12, p. 2807, Jun. 2016.
- [23] J. Tross, G. Kolliopoulos, and C. A. Trallero-Herrero, "Self referencing attosecond interferometer with zeptosecond precision," *Opt. Express*, vol. 27, no. 16, p. 22960, Aug. 2019.
- [24] D. H. Sutter *et al.*, "Semiconductor saturable-absorber mirror–assisted Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser producing pulses in the two-cycle regime," *Opt. Lett.*, vol. 24, no. 9, p. 631, May 1999.
- [25] M. Siegel *et al.*, "Microjoule pulse energy from a chirped-pulse Ti:sapphire oscillator with cavity dumping," *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 6, p. 740, Mar. 2009.
- [26] G. Bret and F. Gires, "Giant-pulse laser and light amplifier using variable transmission coefficient glasses as light switches," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 4, no. 10, pp. 175–176, 1964.
- [27] Z. Zhang, Q. Liu, and M. Gong, "32.5 mJ and 4.6 ns 532 nm Q-switched Nd:YAG laser at 500 Hz," *Appl. Opt.*, vol. 52, no. 12, pp. 2735–2738, Apr. 2013.
- [28] D. Kracht, J. Neumann, R. Huss, and C. Kolleck, "Energy scaling of passively Q-switched lasers In the Mj-range," 2017, p. 15.
- [29] M. DiDomenico, "Small-signal analysis of internal (coupling-type) modulation of lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 35, no. 10, pp. 2870–2876, 1964.
- [30] L. E. Hargrove, R. L. Fork, and M. A. Pollack, "Locking of hene laser modes induced by synchronous intracavity modulation," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 5, no. 1, pp. 4–5, 1964.
- [31] B. K. Garside and T. K. Lim, "Laser mode locking using saturable absorbers," *J. Appl. Phys.*, vol. 44, no. 5, pp. 2335–2342, 1973.
- [32] K. A. Stankov, "A mirror with an intensity-dependent reflection coefficient," *Appl. Phys. B Photophysics Laser Chem.*, vol. 45, no. 3, pp. 191–195, Mar. 1988.
- [33] D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett, "60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser," pp. 42–44, 1991.
- [34] U. Keller, D. A. B. Miller, G. D. Boyd, T. H. Chiu, J. F. Ferguson, and M. T. Asom, "Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd:YLF lasers: an antiresonant semiconductor Fabry–Perot saturable absorber," *Opt. Lett.*, vol. 17, no. 7, p. 505, Apr. 1992.
- [35] M. Hofer, M. H. Ober, F. Haberl, and M. E. Fermann, "Characterization of Ultrashort Pulse Formation in Passively Modelocked Fiber Lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, no. 3, pp. 720–728, 1992.
- [36] W. Koehler and G. Tempea, "White light generation and pulse compression with a Ti:Sapphire high energy oscillator," 2010, p. 75820B.
- [37] "OSA | Scaleable High-Energy Femtosecond Ti:sapphire Oscillator." [Online]. Available: <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?uri=CLEO-2004-CThA2>. [Accessed: 04-Nov-2019].
- [38] J. E. Murray and W. H. Lowdermilk, "ND : YAG regenerative amplifier," *J. Appl. Phys.*, vol. 51, no. 7, pp. 3548–3556, 1980.
- [39] D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," *Opt.*

- Commun.*, vol. 55, no. 6, pp. 447–449, Oct. 1985.
- [40] R. H. Stolen and C. Lin, “Self-phase-modulation in silica optical fibers,” *Phys. Rev. A*, vol. 17, no. 4, pp. 1448–1453, Apr. 1978.
- [41] W. H. Knox, R. L. Fork, M. C. Downer, R. H. Stolen, C. V. Shank, and J. A. Valdmanis, “Optical pulse compression to 8 fs at a 5-kHz repetition rate,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 46, no. 12, pp. 1120–1121, Jun. 1985.
- [42] C. Rolland and P. B. Corkum, “Compression of high-power optical pulses,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 5, no. 3, p. 641, Mar. 1988.
- [43] M. Seidel, G. Arisholm, J. Brons, V. Pervak, and O. Pronin, “All solid-state spectral broadening: an average and peak power scalable method for compression of ultrashort pulses,” *Opt. Express*, vol. 24, no. 9, p. 9412, May 2016.
- [44] M. Nisoli, S. De Silvestri, and O. Svelto, “Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 68, no. 20, pp. 2793–2795, May 1996.
- [45] E. A. J. Marcatili and R. A. Schmeltzer, “Hollow Metallic and Dielectric Waveguides for Long Distance Optical Transmission and Lasers,” *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 43, no. 4, pp. 1783–1809, Jul. 1964.
- [46] J. Schulte, T. Sartorius, J. Weitenberg, A. Vernaleken, and P. Russbueldt, “Nonlinear pulse compression in a multi-pass cell,” *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 19, p. 4511, Oct. 2016.
- [47] D. R. Herriott and H. J. Schulte, “Folded Optical Delay Lines,” *Appl. Opt.*, vol. 4, no. 8, p. 883, Aug. 1965.
- [48] M. Hanna *et al.*, “Nonlinear temporal compression in multipass cells: theory,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 34, no. 7, p. 1340, Jul. 2017.
- [49] M. Kaumanns *et al.*, “Multipass spectral broadening of 18 mJ pulses compressible from 13 ps to 41 fs,” *Opt. Lett.*, vol. 43, no. 23, p. 5877, Dec. 2018.
- [50] M. Ueffing *et al.*, “Nonlinear pulse compression in a gas-filled multipass cell,” *Opt. Lett.*, vol. 43, no. 9, p. 2070, May 2018.
- [51] L. Lavenu *et al.*, “Nonlinear pulse compression based on a gas-filled multipass cell,” *Opt. Lett.*, vol. 43, no. 10, p. 2252, May 2018.
- [52] L. Lavenu *et al.*, “High-power two-cycle ultrafast source based on hybrid nonlinear compression,” *Opt. Express*, vol. 27, no. 3, p. 1958, Feb. 2019.
- [53] C.-H. Lu, T. Witting, A. Husakou, M. J. J. Vrakking, A. H. Kung, and F. J. Furch, “Sub-4 fs laser pulses at high average power and high repetition rate from an all-solid-state setup,” *Opt. Express*, vol. 26, no. 7, p. 8941, Apr. 2018.
- [54] J. E. Beetar, S. Gholam-Mirzaei, and M. Chini, “Spectral broadening and pulse compression of a 400 μ J, 20 W Yb:KGW laser using a multi-plate medium,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 112, no. 5, p. 051102, Jan. 2018.
- [55] K. Fritsch, M. Poetzlberger, V. Pervak, J. Brons, and O. Pronin, “All-solid-state multipass spectral broadening to sub-20 fs,” *Opt. Lett.*, vol. 43, no. 19, p. 4643, Oct. 2018.
- [56] J. E. Beetar, F. Rivas, S. Gholam-Mirzaei, Y. Liu, and M. Chini, “Hollow-core fiber compression of a commercial Yb:KGW laser amplifier,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 36, no. 2, p. A33, Feb. 2019.
- [57] E. Haddad *et al.*, “Molecular gases for pulse compression in hollow core fibers,” *Opt. Express*, vol. 26, no. 19, p. 25426, Sep. 2018.
- [58] B.-H. Chen *et al.*, “Compression of picosecond pulses from a thin-disk laser to 30fs at

- 4W average power,” *Opt. Express*, vol. 26, no. 4, p. 3861, Feb. 2018.
- [59] Y.-G. Jeong *et al.*, “Direct compression of 170-fs 50-cycle pulses down to 1.5 cycles with 70% transmission,” *Sci. Rep.*, vol. 8, no. 1, p. 11794, Dec. 2018.
- [60] L. Lavenu *et al.*, “High-energy few-cycle Yb-doped fiber amplifier source based on a single nonlinear compression stage,” *Opt. Express*, vol. 25, no. 7, p. 7530, Apr. 2017.
- [61] J. C. Travers, T. F. Grigorova, C. Brahms, and F. Belli, “High-energy pulse self-compression and ultraviolet generation through soliton dynamics in hollow capillary fibres,” *Nat. Photonics*, vol. 13, no. 8, pp. 547–554, Aug. 2019.
- [62] R. Szipöcs, C. Spielmann, F. Krausz, and K. Ferencz, “Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers,” *Opt. Lett.*, vol. 19, no. 3, p. 201, Feb. 1994.
- [63] F. Gires and P. Tournois, “Interféromètre utilisable pour la compression d’impulsions lumineuses modulées en fréquence,” *C.R. Hebd. Séance Acad. Sci*, vol. 258, no. 5, pp. 6112–6115, 1964.
- [64] E. Treacy, “Optical pulse compression with diffraction gratings,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 5, no. 9, pp. 454–458, Sep. 1969.
- [65] R. L. Fork, O. E. Martinez, and J. P. Gordon, “Negative dispersion using pairs of prisms,” *Opt. Lett.*, vol. 9, no. 5, p. 150, May 1984.
- [66] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, and D. M. Atkin, “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding,” *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 19, p. 1547, Oct. 1996.
- [67] J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz, “Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm,” *Opt. Lett.*, vol. 25, no. 1, p. 25, Jan. 2000.
- [68] D. V. Skryabin, F. Luan, J. C. Knight, and P. S. J. Russell, “Soliton Self-Frequency Shift Cancellation in Photonic Crystal Fibers,” *Science (80-.)*, vol. 301, no. 5640, pp. 1705–1708, Sep. 2003.
- [69] R. F. Cregan *et al.*, “Single-Mode Photonic Band Gap Guidance of Light in Air.,” *Science*, vol. 285, no. 5433, pp. 1537–1539, Sep. 1999.
- [70] Y. Y. Wang *et al.*, “Design and fabrication of hollow-core photonic crystal fibers for high-power ultrashort pulse transportation and pulse compression,” *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 15, p. 3111, 2012.
- [71] T. Balciunas *et al.*, “A strong-field driver in the single-cycle regime based on self-compression in a kagome fibre,” *Nat. Commun.*, vol. 6, no. May 2014, pp. 1–7, 2015.
- [72] B. Debord *et al.*, “Multi-meter fiber-delivery and pulse self-compression of milli-Joule femtosecond laser and fiber-aided laser-micromachining,” *Opt. Express*, vol. 22, no. 9, p. 10735, May 2014.
- [73] F. Emaury *et al.*, “Efficient spectral broadening in the 100-W average power regime using gas-filled kagome HC-PCF and pulse compression,” *Opt. Lett.*, 2014.
- [74] B. Debord, F. Gérôme, P.-M. Paul, A. Husakou, and F. Benabid, “2.6 mJ energy and 81 GW peak power femtosecond laser-pulse delivery and spectral broadening in inhibited coupling Kagome fiber,” in *CLEO: 2015*, 2015, p. STh4L.7.
- [75] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich, “Generation of Optical Harmonics,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 7, no. 4, pp. 118–119, Aug. 1961.
- [76] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan, “Interactions between light waves in a nonlinear dielectric,” *Phys. Rev.*, vol. 127, no. 6, pp. 1918–

1939, 1962.

- [77] G. P. (Govind P. . Agrawal, *Nonlinear fiber optics*. Elsevier Science, 2013.
- [78] P. N. Butcher and D. (David) Cotter, *The elements of nonlinear optics*. Cambridge University Press, 1990.
- [79] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics (3rd ed)*. Academic Press, 2008.
- [80] Y. R. Shen, *The principles of nonlinear optics*. J. Wiley, 1984.
- [81] K. J. Blow and D. Wood, "Theoretical Description of Transient Stimulated Raman Scattering in Optical Fibers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, no. 12, pp. 2665–2673, 1989.
- [82] J. R. Peñano, P. Sprangle, B. Hafizi, A. Ting, D. F. Gordon, and C. A. Kapetanacos, "Propagation of ultra-short, intense laser pulses in air," in *Physics of Plasmas*, 2004, vol. 11, no. 5 PART 2, pp. 2865–2874.
- [83] W. Chang *et al.*, "Influence of ionization on ultrafast gas-based nonlinear fiber optics," *Opt. Express*, vol. 19, no. 21, p. 21018, Oct. 2011.
- [84] P. Sprangle, J. R. Peñano, and B. Hafizi, "Propagation of intense short laser pulses in the atmosphere," *Phys. Rev. E - Stat. Physics, Plasmas, Fluids, Relat. Interdiscip. Top.*, vol. 66, no. 4, p. 21, Oct. 2002.
- [85] L. V. Keldysh, "Journal of Experimental and Theoretical Physics."
- [86] M. F. Saleh and F. Biancalana, "Understanding the dynamics of photoionization-induced nonlinear effects and solitons in gas-filled hollow-core photonic crystal fibers," *Phys. Rev. A*, vol. 84, no. 6, p. 063838, Dec. 2011.
- [87] A. N. Bugay and V. A. Khalyapin, "Analytic description of laser pulse propagation in gas-filled hollow-core photonic crystal fibre," *Laser Phys.*, vol. 29, no. 3, Mar. 2019.
- [88] M. F. Saleh *et al.*, "Theory of Photoionization-Induced Blueshift of Ultrashort Solitons in Gas-Filled Hollow-Core Photonic Crystal Fibers," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, no. 20, p. 203902, Nov. 2011.
- [89] S. N. Vlasov, V. A. Petrishchev, and V. I. Talanov, "Averaged description of wave beams in linear and nonlinear media (the method of moments)," *Radiophys. Quantum Electron.*, vol. 14, no. 9, pp. 1062–1070, Sep. 1971.
- [90] J. Santhanam and G. P. Agrawal, "Raman-induced spectral shifts in optical fibers: General theory based on the moment method," *Opt. Commun.*, vol. 222, no. 1–6, pp. 413–420, Jul. 2003.
- [91] A. N. Bugay and V. A. Khalyapin, "Analytic description of pulse frequency self-shift in nonlinear photonic crystal fibers," *Commun Nonlinear Sci Numer Simulat*, vol. 75, pp. 270–279, 2019.
- [92] A. Benoit *et al.*, "Over-five octaves wide Raman combs in high-power picosecond-laser pumped H2-filled inhibited-coupling Kagome fiber," 2015.
- [93] M. F. Saleh, W. Chang, J. C. Travers, P. S. J. Russell, and F. Biancalana, "Plasma-Induced Asymmetric Self-Phase Modulation and Modulational Instability in Gas-Filled Hollow-Core Photonic Crystal Fibers," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 109, no. 11, p. 113902, Sep. 2012.
- [94] A. V. Husakou and J. Herrmann, "Supercontinuum generation of higher-order solitons by fission in photonic crystal fibers," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 87, no. 20, pp. 203901-1-203901-4, Nov. 2001.
- [95] B. Wetzel and F. Benabid, "Striving for extreme solitons," *Nat. Photonics*, vol. 13, no. 8, pp. 509–511, Aug. 2019.

- [96] M. Zeisberger and M. A. Schmidt, "Analytic model for the complex effective index of the leaky modes of tube-type anti-resonant hollow core fibers," *Sci. Rep.*, vol. 7, no. 1, p. 11761, Dec. 2017.
- [97] F. Benabid, "Stimulated Raman Scattering in Hydrogen-Filled Hollow-Core Photonic Crystal Fiber Engineering photon pair spectral entanglement in hollow-core fibers View project Optical gyroscopes View project," 2002.
- [98] F. Couny, F. Benabid, P. J. Roberts, M. T. Burnett, and S. A. Maier, "Identification of Bloch-modes in hollow-core photonic crystal fiber cladding," *Opt. Express*, vol. 15, no. 2, p. 325, Jan. 2007.
- [99] Y. Y. Wang, F. Couny, P. J. Roberts, and F. Benabid, "Low loss broadband transmission in optimized core-shape Kagome Hollow-Core PCF," in *Conference on Lasers and Electro-Optics 2010*, 2010, p. CPDB4.
- [100] Y. Y. Wang, N. V. Wheeler, F. Couny, P. J. Roberts, and F. Benabid, "Low loss broadband transmission in hypocycloid-core Kagome hollow-core photonic crystal fiber," *Opt. Lett.*, 2011.
- [101] M. Maurel *et al.*, "Optimized inhibited-coupling Kagome fibers at Yb-Nd:Yag (8.5 dB/km) and Ti:Sa (30 dB/km) ranges," *Opt. Lett.*, 2018.
- [102] B. Debord *et al.*, "Ultralow transmission loss in inhibited-coupling guiding hollow fibers," *Optica*, vol. 4, no. 2, p. 209, Feb. 2017.
- [103] M. Chafer *et al.*, "1 km long hollow-core fiber with losses at the silica Rayleigh limit in the green spectral region," Mar. 2019.
- [104] M. Maurel *et al.*, "2-3 μm wavelength-range low-loss inhibited-coupling hollow-core fiber," in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2018, p. SF1K.2.
- [105] C. Bree, A. Demircan, and G. Steinmeyer, "Method for Computing the Nonlinear Refractive Index via Keldysh Theory," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 46, no. 4, pp. 433–437, Apr. 2010.
- [106] A. Mysyrowicz, A. Couairon, and U. Keller, "Self-compression of optical laser pulses by filamentation," *New J. Phys.*, vol. 10, no. 2, p. 025023, Feb. 2008.
- [107] P. Béjot, J. Kasparian, and J.-P. Wolf, "Dual-color co-filamentation in Argon," *Opt. Express*, vol. 16, no. 18, p. 14115, Sep. 2008.
- [108] I. G. Koprnikov, M. D. Todorov, M. E. Todorova, and T. P. Todorov, "Self-Compression and Controllable Guidance of Multi-Millijoule Femtosecond Laser Pulses," 2007.
- [109] Á. Börzsönyi, Z. Heiner, A. P. Kovács, M. P. Kalashnikov, and K. Osvay, "Measurement of pressure dependent nonlinear refractive index of inert gases," *Opt. Express*, vol. 18, no. 25, p. 25847, Dec. 2010.
- [110] J. W. Nicholson, A. D. Yablon, S. Ramachandran, and S. Ghalmi, "Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode-area fibers," *Opt. Express*, vol. 16, no. 10, p. 7233, May 2008.
- [111] P. Calvet, "Mise en forme spatiale dans une fibre optique microstructurée pour la réalisation d'amplificateurs lasers tout fibrés pour les pilotes des lasers de puissance," <http://www.theses.fr>, Nov. 2014.
- [112] F. Benabid, G. Antonopoulos, J. C. Knight, and P. S. J. Russell, "Stokes Amplification Regimes in Quasi-cw Pumped Hydrogen-Filled Hollow-Core Photonic Crystal Fiber," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, no. 21, p. 213903, Nov. 2005.
- [113] R. J. Heeman and H. P. Godfried, "Gain reduction measurements in transient stimulated Raman scattering," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 31, no. 2, pp. 358–364, 1995.

- [114] P. Hölzer *et al.*, “Femtosecond Nonlinear Fiber Optics in the Ionization Regime,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, no. 20, p. 203901, Nov. 2011.
- [115] P. Kinsler, “Optical pulse propagation with minimal approximations,” *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 81, no. 1, Jan. 2010.
- [116] D. J. Kane and R. Trebino, “Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency-resolved optical gating,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, no. 2, pp. 571–579, 1993.
- [117] L. F. Mollenauer, W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, and J. P. Gordon, “Extreme picosecond pulse narrowing by means of soliton effect in single-mode optical fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 8, no. 5, p. 289, May 1983.
- [118] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, “Discovery of the soliton self-frequency shift,” *Opt. Lett.*, vol. 11, no. 10, p. 659, Oct. 1986.
- [119] D. M. Nguyen *et al.*, “Modal decomposition technique for multimode fibers,” *Appl. Opt.*, vol. 51, no. 4, p. 450, Feb. 2012.

Contributions Scientifiques

Publications dans des revues internationales à comité de lecture :

- DEBORD B., MAUREL M., GEROME F., VINCETTI L., HUSAKOU A., BENABID F.: « **Strong nonlinear optical effects in micro- confined atmospheric air** », *Photonics Research*, Vol. 7, Issue 10, pp. 1134-1141, 2019
- RÖHRER C., BEIROW, F., OSORIO, J., MAUREL M., DEBORD, B., GRAF, T., GÉRÔME, F., BENABID, F., ABDOU AHMED, M. : « **Phase shift induced degradation of polarization in inhibited-coupling guiding hollow-core fibers** », *Photonics Technology Letters*, Vol. 31, Issue 16, pp. 1362-1365, 2019.
- OSORIO J., CHAFER M., DEBORD B., MAUREL M., DELAHAYE F., GIOVANARDI F., CORDIER M., VINCETTI, L., GÉRÔME F., BENABID F.: « **Tailoring modal properties of inhibited-coupling guiding fibers by cladding modification** », *Scientific Reports*, Vol. 9, Article number: 1376, 2019.
- MAUREL M., CHAFER M., AMSANPALLY A., ADNAN M., AMRANI F., DEBORD B., VINCETTI, L., GÉRÔME F., BENABID F.: « **Optimized inhibited-coupling Kagome fibers at Yb-Nd:Yag (8.5 dB/km) and Ti:Saph (30 dB/km) ranges** », *Optics Letters*, Vol. 43, Issue 7, pp. 1598-1601, 2018.
- DEBORD B., AMSANPALLY A., CHAFER M., BAZ A., MAUREL M., BLONDY J-M., HUGONNOT E., SCOL, F., VINCETTI L., GEROME F., BENABID F.: « **Ultra-low transmission loss (7.7 dB/km at 750 nm) inhibited-coupling guiding hollow-core photonic crystal fibers with a single ring of tubular lattice cladding** », *Optica*, Vol. 4, Issue 2, pp. 209-217, 2017.

Communication invitée à un workshop/séminaire international :

- **ELI-ALPS** Research Institute Workshop : Maurel M « **Pulse compression mechanisms in Hollow-Core Photonic Crystal Fiber** » ; Szeged, Hongrie, 7-8 novembre 2019
- **LBNL-BELLA** : Maurel M : « **Hollow-core photonics crystal fiber-non-linear applications** », Berkeley, CA, États-Unis, 27 février 2018.

Communications post-deadline à des conférences internationales:

- CHAFER M., MAUREL M., AMRANI F., DEBORD B., C. HONNINGER, GÉRÔME F., E. MOTTAY, BENABID F.: « **Pulse-compression down to 50 fs of femtosecond UV laser using Inhibited-Coupling hollow-core PCF** », *CLEO US*, Postdeadline, JTh5A.6, San Jose, California, 13 - 18 May 2018



Communications à des conférences internationales à comité de lecture:

- MAUREL M., CHAFER M., AMRANI F., MADÉO J., SAHOO C., DANI K.M., DEBORD B., BEAUDOU B., GÉRÔME F., BENABID F.: « **Versatile and scalable pulse compression platform** », *ASSL*, ATh1A.4, Vienna, Austria, 29 September - 3 October 2019.
- OSORIO J., AMRANI F., DELAHAYE F., CHAFER M., MAUREL M., RESTOIN C., BLONDY J.-M., DEBORD B., GÉRÔME F., BENABID F.: « **Recent Advances in Inhibited-Coupling Guiding Hollow-Core Optical Fibers** », *ICTON*, Invited Paper, We.E6.2, Angers, France, 9 - 13 July 2019.
- OSORIO J., AMRANI F., DELAHAYE F., CHAFER M., MAUREL M., DEBORD B., GÉRÔME F., BENABID F.: « **Inhibited-coupling hollow-core optical fibers: the road for lower transmission loss and selective modal engineering** », *IMCO*, Invited Paper, Hong-Kong, China, 15 - 17 June 2019.
- MAUREL M., CHAFER M., AMRANI F., DEBORD B., HONNINGER C., GÉRÔME F., MOTTAY E., BENABID F.: « **50 fs compression of UV laser using IC-HCPCF** », *CLEO Europe*, Paper CF-P.36, Munich, Germany, 23 June - 27 June 2019.
- BILLOTTE T., CHAFER M., MAUREL M., AMRANI F., GÉRÔME F., DEBORD B., BENABID F.: « **Contaminant free end-capped acetylene PMC for sub-Doppler spectroscopy** », *CLEO Europe*, Paper CH-P.17, Munich, Germany, 23 June - 27 June 2019.
- OSORIO J., CHAFER M., DEBORD B., GIOVANARDI F., CORDIER M., MAUREL M., DELAHAYE F., AMRANI F., VINCETTI L., GÉRÔME F., BENABID F.: « **Core modal spatial-structuring in inhibited-coupling hollow-core fibers** », *CLEO Europe*, Paper CE-7.2, Munich, Germany, 23 June - 27 June 2019.
- MAUREL M., AMRANI F., DEBORD B., GÉRÔME F., BENABID F.: « **Soliton self-compression in air filled Kagome HCPCF** », *CLEO Europe*, Paper CD-1.3, Munich, Germany, 23 June - 27 June 2019.
- MAUREL M., CHAFER M., DELAHAYE F., AMRANI F., DEBORD B., GÉRÔME F., BENABID F.: « **Scalable hollow fiber pulse compressor for NIR and UV lasers** », *Photonic West*, Paper 10899, San Francisco, California, 2 February - 7 February 2019.
- CHAFER M., MAUREL M., AMRANI F., DEBORD B., C. HONNINGER, GÉRÔME F., E. MOTTAY, BENABID F.: « **Pulse-compression down to 50 fs of femtosecond UV laser using Inhibited-Coupling hollow-core PCF** », *CLEO US*, Postdeadline, JTh5A.6, San Jose, California, 13 - 18 May 2018.
- DELAHAYE F., MAUREL M., CHAFER M., AMRANI F., DEBORD B., GÉRÔME F., BENABID F.: « **Double-clad hypocycloid core-contour Kagome hollow-core photonic crystal fiber** », *CLEO US*, JTh2A.97, San Jose, California, 13 - 18 May 2018.
- MAUREL M., DELAHAYE F., AMRANI F., DEBORD B., GÉRÔME F., BENABID F.: « **2-3 μm wavelength-range low-loss inhibited-coupling hollow-core fiber** », *CLEO US*, SF1K.2, San Jose, California, 13 - 18 May 2018.
- MAUREL M., CHAFER M., DELAHAYE F., AMRANI F., DEBORD B., GÉRÔME F., BENABID F.: « **2 μm wavelength-range low-loss Inhibited-Coupling Hollow Core-PCF** », *Photonic West*, Paper 10513-4, San Francisco, California, 27 January - 1 February 2018.

- DEBORD B., AMSANPALLY A., CHAFER M., BAZ A., MAUREL M., BLONDY J.-M., HUGONNOT E., SCOL F., VINCETTI L., GEROME F., BENABID F.: « **7.7 dB/km transmission loss at 750 nm inhibited-coupling guiding hollow-core photonic crystal fibers** », *CLEO Europe*, CJ-8.4, Munich, Germany, 25 - 29 June 2017.
- DEBORD B., MAUREL M., AMSANPALLY A., ADNAN M., GORSE A., BEAUDOU B., BLONDY J.-M., VINCETTI L., GEROME F., BENABID F.: « **Experimental optimization of curvature and silica thickness core contour of inhibited-coupling Kagome fibers** », *CLEO Europe*, CJ-3.5, Munich, Germany, 25 - 29 June 2017.
- MAUREL M., DEBORD B., DUBROUIL A., HUSAKOU A., GEROME F., BENABID F.: « **Giant compression of high energy optical pulses using a commercially available Kagome fiber** », *CLEO Europe*, CJ-4.6, Munich, Germany, 25 - 29 June 2017.
- MAUREL M., GORSE A., BEAUDOU B., LEKIEFS Q., DEBORD B., GÉRÔME F., BENABID F.: « **Kagome fiber based industrial laser beam delivery** », *Photonic West*, Paper 10094-57, San Francisco, California, 28 January - 2 February 2017.
- DEBORD B., MAUREL M., AMSANPALLY A., ADNAN M., BEAUDOU B., BLONDY J.-M., VINCETTI L., GÉRÔME F., BENABID F.: « **Ultra-low loss (8.5 dB/km @ Yb-laser region) inhibited-coupling Kagome HC-PCF for laser beam delivery applications** », *Photonic West*, Paper 10094-58, San Francisco, California, 28 January - 2 February 2017.
- **Communications à des congrès nationaux à comité de lecture :**
- CHAFER M., MAUREL M., AMSANPALLY A., GORSE A., BEAUDOU B., BLONDY, J.-M., DEBORD B., GEROME F., BENABID F.: « **Développements récents de fibres à coeur creux à couplage inhibé** », *37èmes Journées Nationales d'Optique Guidée*, Limoges, 3-6 Juillet 2017.
- MAUREL M., DEBORD B., HUSAKOU A., GEROME F., BENABID F.: « **Auto-compression d'impulsions laser de haute énergie dans une fibre creuse à couplage inhibé** », *37èmes Journées Nationales d'Optique Guidée*, Limoges, 3-6 Juillet 2017.
- MAUREL M., DEBORD, B., DUBROUIL, A., HUSAKOU, A., GÉRÔME, F., BENABID, F. : « **Giant compression of high energy optical pulses using a commercially available Kagome fiber** », *Symposium Laphia*, Pessac, 22-23 septembre 2016.

Communications à des congrès nationaux sans comité de lecture :

- DEBORD, B., MAUREL M., CHAFER, M., GÉRÔME, F., BENABID, F. : « **Inhibited coupling hollow-core photonic crystal fibers : new guidance mechanism for a myriad of gas-laser applications** », *Workshop Photonique et Mesure de précision CNRS INSIS-INP*, Paris, Octobre 2016.
- MAUREL M., DEBORD, B., DUBROUIL, A., HUSAKOU, A., GÉRÔME, F., BENABID, F. : « **Giant compression of high energy optical pulses using a commercially available Kagome fiber** », *Workshop Photonique et Mesure de précision CNRS INSIS-INP*, Paris, Octobre 2016.

Dynamique propagative d'impulsions optiques ultra-courtes pour un module de compression à base de fibre creuse

Les lasers de durées ultra-courtes, de l'ordre de la centaine de femtoseconde, sont actuellement des outils incontournables pour bon nombres d'applications industrielles ou académiques. Cependant leurs durées restent limitées par la technologie même de ces dispositifs. Par ailleurs, le développement de nouvelles fibres optiques microstructurées offre un guidage d'impulsions de hautes énergies dans des milieux gazeux permettant de ce fait la génération d'effets non-linéaires moteurs aux dynamiques de compression et de post-compression. Les travaux de cette thèse s'inscrivent donc dans ce contexte. Les études de dynamiques de compression d'impulsions ultra-courtes sont ainsi présentées. Les démonstrations d'auto-compression et de post-compression ont été faites à des longueur d'ondes de 343 nm et 1030 nm pour des régimes d'énergies allant de quelques microJoules à plusieurs centaines de microJoules pour des puissances moyennes jusqu'à 100 W. Des compressions de facteur 29 sont présentées faisant passer des impulsions de 580 fs à 19 fs via une dynamique de compression solitonique. De plus, cette technologie c'est vu intégrée dans une plateforme industrielle installée chez différents clients.

Mots-clés : Laser ultra-rapide, compression d'impulsion, fibre à cœur creux microstructurée

Ultra-short pulse dynamic of compression based on hollow-core photonic crystal fiber

Ultra-short pulse laser, hundred femtoseconds, are currently an essential tool for many industrial or academic applications. However, their duration remains limited by the technology which composed this device itself. In addition, development of new microstructured optical fibers offers high-energy pulse guidance in gaseous media, thus allowing the generation of non-linear effects, key parameter for pulse compression and post-compression dynamics. The work of this thesis is therefore part of this context. Studies of ultra-short pulse compression dynamics are presented. Self-compression and post-compression are demonstrated at wavelengths ranging from 343 nm to 1030 nm with energy from few microJoules to several hundred microJoules and average power up to 100 W. Factor 29 of compressions are presented, with solitonic dynamic pulse with duration of 580 fs are compressed down to 19 fs. In addition, this technology has been integrated into an industrial platform installed at various customers' sites.

Keywords : Ultra-short pulse laser, pulse compression, hollow-core photonic crystal fiber

