

Université de Limoges

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

XLIM CNRS UMR-7252 Axe Photonique.

Thèse pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université de Limoges.

Électronique des Hautes Fréquences, Photonique et Systèmes.

Présentée et soutenue par
Hugo DELAHAYE

Le 1er décembre 2020

**Lasers femtosecondes SWIR-MIR à fibres optiques pour la
génération de rayonnements secondaires de l'EUUV au MIR.**

Thèse dirigée par Sébastien FEVRIER.

JURY :

Président du jury

M. Philippe ROY, Directeur de recherche CNRS, Laboratoire Xlim.

Rapporteurs

M. Arnaud MUSSOT, Professeur, Laboratoire PhLAM, Université de Lille.

M. Frédéric SMEKTALA, Professeur,
Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, Université de Dijon.

Examineurs

M. Philippe ADAM, Professeur, Président de la Société Française d'Optique.

M. Johan BOULLET, Ingénieur ALPhANOV, Institut d'optique d'Aquitaine.

M. Ammar HIDEUR, Professeur, Laboratoire CORIA, Université de Rouen.

M. Sébastien FEVRIER, Professeur, Laboratoire Xlim, Université de Limoges.



Le sauras-tu Quintus ? Le saurais-je ?

Maximus Decimus Meridius,
commandant en chef des armées du Nord,
général des légions Phoenix.

Remerciements.

Je tiens à remercier Arnaud Mussot, Frédéric Smektala, Philippe Adam, Johan Bouillet, Ammar Hideur et Philippe Roy d'avoir accepté de composer mon jury de thèse. Je les remercie pour les discussions que nous avons pu avoir lors de la ma soutenance de ma thèse ainsi que durant son déroulement pour Ammar, Philippe et Philippe. Merci à toute l'équipe de Novæ pour leurs contributions à mes travaux de thèse tant par le prêt de matériel et leur soutien que par leur accueil dans leurs locaux.

Je souhaite remercier Sébastien Février (tu as vu j'ai enfin réussi à écrire prénom puis nom et non l'inverse) pour m'avoir offert l'opportunité de vivre cette aventure que fut la thèse. Ce fut 3 ans de joies, de doutes, de découvertes, de non-résultat, de résultats, de voyages qui comme tu me l'avais dit, m'ont amené à vivre un des plus beaux jours de ma vie.

Amis du bureau P-104, Geoffroy, Yann et Idris, ces trois années m'auront appris que des grosses aprêms de manip entraînent des déménagements, des discussions tardives dans les bureaux et des résultats surprenants. Merci à Jean-Thomas Gomes, tu ne fais pas partie de ce bureau mais je t'inclus ici car ce sont mes remerciements alors je fais ce que je veux. J'ai hâte que l'on retombe des sushis avec le gros pour fêter ça.

J'ai une pensée pour le groupe d'Émile Roux étendu et pour les membres du club des neuf en espérant vous revoir au plus vite et vous payer ma tournée. Je tiens à remercier les tuteurs, les chimistes, les matériaux, les matheux, les biologistes, les ingénieurs, les professeurs et instituteurs en devenir avec qui j'ai pu partager ces folles années étudiantes à la Borie... Je pense ne laisser personne dans un coin.

Merci à toute la bande de joyeux chercheurs du laboratoire Xlim : Romain, Baptiste, Marie-Alicia, Jean-Régis, Clara, Céline, Shuwen, Nadia pour les moments scientifiques ou non. Grâce à vous je sais que l'on peut manger de la galette des rois jusqu'en février. J'ai une pensée particulière pour les artistes des soirées « ch'ui chaud » : Gabin, Lova et Thomas.

Je veux remercier mes colocs, Etienne et Maxime, pour leur soutien lors de cette ultime bataille. En revanche, ce n'est pas parce que j'ai fini ma thèse que le chocolat est plus en sécurité à l'appartement et promis on va continuer les lundis folies pour terminer en beauté. Je remercie Matthieu et Flavien, le bar « La Bibliothèque » restera pour moi le lieu de retrouvaille des trois mousquetaires et un des plus beaux souvenirs parmi ces moments avec vous, pourtant tous plus mémorables les uns que les autres.

Bien sûr je ne pouvais pas finir ceci sans vous remercier : grands-parents, parents, oncles, tantes, cousins, cousines. Je ne pense pas à avoir à détailler ce que vous avez pu m'apporter. Encore merci à mon père et à ma mère, vous qui avez toujours cru en moi (plus que moi-même) et m'avez donné tout le courage, la force et les encouragements pour réussir dans mes études mouvementées. Petite pensée pour Cachou qui n'aura raté que ma thèse, Romy prend la relève. Tu as cru que je t'avais oubliée ? Merci à toi petite sœur, tous les mots qui me viennent en tête sont trop insipides pour te remercier à la hauteur de ce que tu m'as apporté Ninon (par contre je ne te laisserais pas pour autant gagner une seule course sur les pistes de ski, c'est mort).

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.

Introduction générale.....	9
Chapitre 1. État de l'art des sources d'impulsions ultra-brèves dans le moyen-infrarouge.	13
1.1. Cavités à verrouillage de mode par technique passive.....	13
1.2. Techniques d'amplification CPA, MOPA, MOFA et OPCPA.....	15
1.3. Sources de type paramétrique OP.....	16
1.4. Conclusion du chapitre.....	17
Chapitre 2. Propriétés linéaires et non linéaires à l'origine des effets solitoniques dans les fibres optiques.....	19
2.1. Propriétés élémentaires des fibres optiques.....	19
2.2. Origine du régime solitonique : naissance d'un soliton fondamental.....	21
2.3. Diffusion Raman stimulée d'une impulsion sub-picoseconde en régime de dispersion anormale.....	21
2.4. Propriétés des solitons d'ordre supérieur.....	24
2.5. Impact des propriétés de la source sur un soliton d'ordre supérieur.....	26
2.6. Modélisations numériques de propagation d'impulsion sub picoseconde.....	27
2.7. Conclusion.....	28
Chapitre 3. Génération par effets solitoniques d'impulsions mégawatt dans le moyen-infrarouge dans des fibres à très grande aire modale.....	31
3.1. Introduction.....	31
3.2. État de l'art des sources d'impulsions MW par effets solitoniques.....	31
3.2.1. Fibre à cœur creux.....	31
3.2.2. Fibre à grande aire modale.....	32
3.2.2.1. Fibres souples.....	33
3.2.2.2. Barreau microstructuré à grande aire modale.....	34
3.2.3. Conclusions.....	34
3.3. Conception, réalisation et caractérisation de fibres Bragg pour la génération d'impulsions MW sub-100 fs dans le moyen-infrarouge.....	35
3.3.1. Présentation des fibres antirésonantes Bragg à anneaux concentriques.....	35
3.3.2. Description du guidage.....	36
3.3.3. Description de la conception numérique du profil d'indice.....	37
3.3.4. Développement de fibres Bragg VLMA tolérantes à la courbure, pour des applications de SSFS MW autour de 1,7 μm	39
3.3.4.1. Conception numérique des fibres.....	39
3.3.4.2. Génération d'impulsions MW sub-100 fs à 1,7 μm	47
3.3.4.2.1. Présentation du système expérimental.....	47
3.3.4.2.2. Résultats expérimentaux.....	49
3.3.4.3. Conclusion.....	53
3.3.5. En direction de plus hautes longueurs d'onde : 2,1 – 2,4 μm	53
3.3.5.1. Modélisation numérique de SSFS dans la fibre BF77 ² μm	54
3.3.5.2. Pertes des fibres de Bragg en verre de silice pour $\lambda > 2 \mu\text{m}$	55
3.3.4.2. Résultats expérimentaux.....	57
3.3.5.3. Mesure de la fenêtre de transmission de la fibre de Bragg en fonction de la courbure.....	64
3.3.5.4. Conclusion.....	65
3.4. Conclusion sur l'auto-décalage dans des fibres Bragg à très grande aire modale.....	65

Chapitre 4. Génération d'impulsions solitoniques sub-100 fs autour de 3 μm .	67
4.1. Introduction.	67
4.2. Présentation des fibres transparentes dans le moyen-infrarouge.	68
4.2.1. Introduction.	68
4.2.2. Verre d'oxyde de tellure.	68
4.2.3. Verre de chalcogénure.	69
4.2.4. Verre fluoré.	70
4.2.5. Fibre en verre d'oxyde de germanium.	70
4.2.6. Conclusion.	72
4.3. État de l'art des travaux de SSFS dans les fibres en GeO_2 .	72
4.4. Conception d'une source monolithique à décalage de soliton dans le moyen infrarouge.	74
4.4.1. Introduction.	74
4.4.2. Mesure des pertes des fibres en verre de germanium.	74
4.4.3. Modélisation numérique de SSFS dans les fibres en verre de germanium.	76
4.5. Résultats expérimentaux.	81
4.5.1. Présentation du système expérimental.	81
4.5.2. Étage 1 : SSFS dans des fibres en verre de silice.	83
4.5.3. Étage 2 : SSFS dans des fibres en verre de germanium de $\phi_{\text{cœur}} = 4 \mu\text{m}$.	84
4.5.4. Étage 2 : SSFS dans des fibres en verre de germanium de $\phi_{\text{cœur}} = 8 \mu\text{m}$.	87
4.6. Conclusion sur la génération d'impulsion autour de 3 μm .	91
Conclusion générale et perspective.	95
Références bibliographiques.	99

Introduction générale.

En raison de leur forte puissance instantanée, les impulsions ultra-brèves (sub-ps) peuvent initier des processus non linéaires, eux-mêmes employés pour sonder la matière (microscopie multi-photonique) ou la modifier (traitement des matériaux transparents en volume). La plupart des lasers délivrant des impulsions ultra-brèves ont été développés à 800 nm (laser Ti:Sa) et à 1 μm (lasers Yb:SiO₂), ce qui explique le développement de la microscopie non linéaire à deux photons par exemple. Néanmoins, ces lasers ne sont pas les sources de choix pour un certain nombre d'applications. Par exemple, le micro-usinage en 3D de matériaux absorbants à 0,8 μm ou 1 μm , comme les semi-conducteurs à petit gap (Si, Ge) n'est pas possible en raison de la très forte atténuation du rayonnement [Phillips2015, Voisiat2015, Alberucci2020]. De la même façon, une modalité de microscopie non linéaire, dite à 3 photons, nécessite des impulsions ultra-brèves (sub-100 fs) centrées à 1,7 μm [Horton2013, Cadroas2017, Akhondi2018, Guesmi2018]. D'autres applications, comme la génération d'harmoniques d'ordre élevé dans les solides [Franz2019, Gauthier2019] ou encore la génération de continus infrarouges [Zhao2017, Borondics2018], requièrent elles aussi des sources d'impulsions ultra-brèves dans les régions spectrales appelées *short wave infra-red* (SWIR, 1,5-3 μm) et *mid-wave infra-red* (MWIR 3-30 μm), ici associées sous le vocable « moyen-infrarouge » (MIR, 1,5 – 30 μm). Ces 20 dernières années ont ainsi vu un développement très rapide des sources MIR sub-ps pour répondre aux besoins de ces applications. La Figure 1 représente la couverture spectrale des sources développées dans la gamme 0,5 – 5 μm qui vont être discutées dans la suite de ce manuscrit.

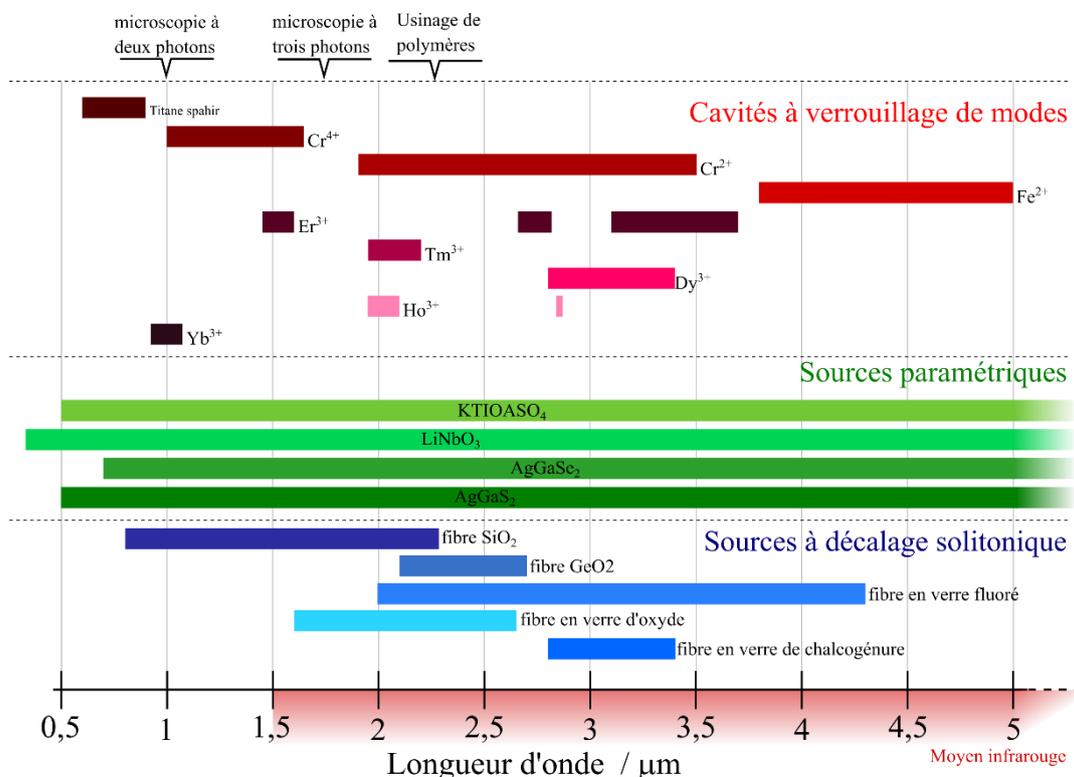


Figure 1 : Couverture spectrale des différents types de source de rayonnement laser dans le moyen-infrarouge.

L'étude des ions fluorescents dans différentes matrices hôtes et le développement des techniques passives de verrouillage de modes ont permis l'avènement des sources délivrant des impulsions sub-picosecondes. Comme le montre la figure 1, les sources les plus étendues spectralement utilisent le chrome comme ion fluorescent pour la génération d'impulsions dans les gammes de 1 à 1,65 μm et de 1,9 à 3,5 μm . Les ions de terres rares, quant à eux, permettent la génération de rayonnement dans des gammes spectrales plus réduites : 1,56 μm (Erbium), entre 1,9 et 2,1 μm (Thulium, Holmium) et entre 2,8 et 3 μm (Erbium, Holmium, Dysprosium en matrice fluorée). Au vu de la Figure 1, on constate aisément qu'une cavité à verrouillage de modes a pour principal défaut de ne pas pouvoir couvrir tout le MIR : son émission est limitée aux longueurs d'onde de fluorescence des ions métalliques ou des ions trivalents de terre rare qu'elle incorpore. On est en droit de se demander pourquoi cette propriété peut-elle être considérée comme un défaut ? Pour cela, il faut s'intéresser brièvement aux applications évoquées en ce début d'introduction. La raie d'absorption d'une molécule, une zone de faible absorption ou le zéro de dispersion d'un milieu de propagation ne coïncident pas forcément avec le pic de gain des ions métalliques ou trivalents. Par exemple, la microscopie à trois photons requiert une source sub-100 fs à la longueur d'onde de 1,7 μm qui n'est pas couverte par les sources à émission « discrète » représentées en rouge sur la Figure 1. Une autre approche est donc nécessaire afin de pouvoir répondre à de telles demandes.

Actuellement, les sources utilisant des cristaux non linéaires autorisant les conversions de fréquences par processus paramétriques (oscillateurs paramétriques (OPO), génération paramétrique (OPG), amplification paramétrique OPA, amplification paramétrique avec dérive de fréquence OPCPA) et la différence de fréquences (DFG)) répondent le mieux à la demande en sources ultra-brèves à forte puissance crête couvrant tout le MIR. La couverture spectrale atteinte à l'aide de ces sources est représentée en vert sur la Fig. 1. Toutefois, ces systèmes sont volumineux, onéreux, complexes, ils demandent une synchronisation optique dans le processus de génération, et mettent en œuvre des parties mobiles pour accorder la longueur d'onde. À cela s'ajoute la nécessité d'une impulsion source fortement énergétique pour initier les processus non linéaires. Dans le chapitre 1 je détaille l'état de l'art des procédés de génération d'impulsions sub-picosecondes dans le moyen-infrarouge. Le tour d'horizon réalisé dans cette introduction sera approfondi. L'intérêt de rechercher un autre procédé pour la création de source MIR à forte puissance crête à des longueurs d'onde exotiques apparaîtra clairement au vu des inconvénients des sources classiques.

Dans le cadre de mes travaux de recherche, financés par la DGA et la Région Nouvelle-Aquitaine, menés au sein de l'équipe Photonique Fibre du laboratoire Xlim en collaboration avec la société Novae, je me suis attaché à poursuivre une autre voie, pour la génération d'impulsions ultra-brèves (de l'ordre de 100 fs) de forte puissance crête dans le moyen-infrarouge, en exploitant les propriétés non linéaires des fibres optiques. Ces sources, grâce à la configuration fibrée, pourraient présenter de nombreux avantages : forte puissance moyenne grâce à la bonne dissipation thermique des fibres, excellente qualité de faisceau (si on emploie des fibres monomodes), compacité, robustesse, facilité d'utilisation et d'entretien, déport de faisceau... tout en permettant d'atteindre des performances élevées par un

ajustement des paramètres optogéométriques des fibres optiques et des paramètres des sources lasers de pompe utilisées. L'approche que j'ai suivie repose sur l'exploitation des effets solitoniques : la fission multisolitonique et l'auto-décalage fréquentiel des solitons (*soliton self-frequency shift* SSFS). Ces effets, souvent consécutifs, permettent de créer des impulsions d'une durée proche de 100 fs accordables en longueur d'onde au-delà des fenêtres couvertes par les ions fluorescents. Dans le chapitre 2 seront détaillées les propriétés physiques nécessaires pour appréhender le SSFS ainsi que les méthodes de modélisation de la propagation d'une impulsion dans un milieu non linéaire et dispersif à l'aide de l'équation non linéaire généralisée de Schrödinger.

Lorsque les paramètres des sources laser de pompe et des fibres sont correctement sélectionnés, une impulsion, éventuellement longue (picoseconde), à une longueur d'onde initiale (par exemple 1,56 μm ou 1,95 μm) et suffisamment énergétique (impulsion issue d'un système amplificateur de type *master-oscillator fiber amplifier* MOFA Erbium ou Thulium), peut subir une fission en sous-impulsions solitoniques ultra-brèves. Le spectre de ces impulsions étant très large, elles subiront la diffusion Raman intra-impulsionnelle qui a pour conséquence un auto-décalage spectral de l'impulsion vers les hautes longueurs d'onde lors de sa propagation dans la fibre optique. Ainsi, une fois que les paramètres de la source utilisée comme pompe et ceux de la fibre dans laquelle ont lieu les effets solitoniques auront été optimisés, nous disposerons d'une source d'impulsions sub-100 fs accordable en longueur d'onde dans le moyen-infrarouge, pour éventuellement répondre aux besoins des applications citées précédemment. Ces sources utilisant l'auto-décalage spectral seront qualifiées de sources SSFS. Des travaux de recherche menés au sein de l'équipe Photonique Fibre [Kotov2015a, Cadroas2017] avaient montré avant le début de mes travaux de thèse que ce type de source permet d'atteindre des performances correctes entre 1,5 et 2 μm . Les puissances crêtes atteignables étaient toutefois relativement faibles (de l'ordre de 100 kW) et bien moins importantes que celles que peuvent atteindre des systèmes massifs type sources paramétriques (à titre indicatif 47 MW à 1,7 μm pour un OPCPA [Guesmi2018]). **Le premier objectif de ma thèse a consisté à rechercher des moyens d'accroître d'un ordre de grandeur la puissance instantanée des systèmes fondés sur le SSFS en développant une nouvelle génération de fibres optiques spéciales.** Comme l'énergie des impulsions émises est proportionnelle à l'aire effective du mode propagé, j'ai conçu et fait réaliser par notre partenaire, le Dianov Fiber Optics Research Center (FORC) de l'Académie des Sciences de Russie, des fibres à grande aire modale peu sensibles à la courbure. Ces fibres sont adaptées à la génération d'impulsions multi-MW à partir de systèmes laser CPA picosecondes développés par la société Novae. Dans le chapitre 3, une revue des fibres à grande aire modale permettra de comprendre le choix que j'ai fait d'étudier la fibre de Bragg pour des travaux de SSFS. La théorie des fibres de Bragg sera exposée ainsi que le processus de design de ces fibres antirésonantes. Les résultats de génération d'impulsions sub-100 fs, dans des fibres de Bragg, à 1,7 μm et 2,2 μm présentant respectivement des puissances crêtes de 0,8 MW et 2,2 MW, seront détaillés. Ces sources concurrencent directement les sources utilisant des fibres rigides (ainsi fabriquées pour atteindre des surfaces modales très grandes)

en relâchant des contraintes pour d'éventuelles applications en endomicroscopie non linéaire par exemple.

Avant le début de ma thèse, d'autres groupes internationaux avaient démontré la possibilité d'accroître la longueur d'onde des sources SSFS en utilisant des fibres en verres transparents dans l'infrarouge [Anashkina2014, Anashkina2016, Duval2016, Tang2016]. Toutefois, ces sources de laboratoire comportaient des parties mobiles qui les rendaient peu compatibles avec le développement d'applications complexes comme la génération de supercontinuum moyen-infrarouge. **Un second objectif de ma thèse a consisté à développer une source SSFS monolithique, c'est-à-dire sans parties mobiles, entre 2,7 et 3 μm .** Dans le chapitre 4, je présenterai les matériaux utilisés dans la littérature pour réaliser des fibres optiques transparentes dans le moyen-infrarouge et adaptées au SSFS. Par la suite seront présentées la modélisation numérique et la conception expérimentale d'une source SSFS monolithique, intégrant des fibres en verre de silice dopée en oxyde de germanium, permettant la génération d'impulsions à 3 μm à partir d'une cavité à verrouillage de modes MOFA Erbium à 1,56 μm (soit un décalage fréquentiel d'une octave avec un rendement de conversion en puissance moyenne de l'ordre de 10%). Ces sources devaient émettre des impulsions de puissance crête élevée (plusieurs dizaines de kilowatts), à un taux de répétition de plusieurs dizaines de MHz pour faciliter la détection dans des expériences de génération de continuum dans des guides d'ondes [Kuo2006] ou des fibres fortement non linéaires [Hudson2017, Jain2019].

Une conclusion générale rappellera les résultats les plus prometteurs obtenus durant ma thèse et présentera les perspectives que l'équipe envisage de donner à ces sources.

Chapitre 1. État de l'art des sources d'impulsions ultra-brèves dans le moyen-infrarouge.

1.1. Cavités à verrouillage de mode par technique passive.

Différentes approches sont disponibles dans la conception de sources à impulsions ultra-brèves à forte puissance crête dans le moyen infrarouge cependant quasiment toutes les sources sont divisibles en deux parties : la génération des impulsions à une longueur d'onde puis l'amplification. Une première solution pour la génération des impulsions ultra-brèves est la cavité à verrouillage de modes [Ma2019]. Tandis que les techniques actives de verrouillage de modes ne permettent de générer que des impulsions supérieures à la picoseconde, les techniques passives de verrouillage de modes permettent aisément de générer des impulsions sub- 1 ps. Ces techniques sont diverses et variées, on peut citer les plus utilisées : les *SEmiconductor Saturable Absorber Mirror SESAM* (*GaAs-based, GaSb, Te : GaSb*), l'effet non linéaire de lentille Kerr, les nanotubes de carbone, le graphène ou la rotation non linéaire de polarisation. Dans des configurations solides, fibrées ou hybrides, les cavités à verrouillage de modes fonctionnent sur le principe que les pertes de la cavité, modulées par les techniques passives de verrouillage de modes, sont compensées par un milieu à large gain spectral. Outre les propriétés du procédé employé pour le blocage de modes, la largeur temporelle de l'impulsion émise dépend de la largeur spectrale du gain du matériau actif. Celle-ci dépend des propriétés des sections d'émission de l'ion initiant l'effet laser dans un environnement atomique. Les émissions laser dans le moyen infrarouge reposent sur deux types d'ions : les transitions métalliques (titane Ti^{3+} , chrome Cr^{4+} Cr^{3+} Cr^{2+} , fer Fe^{2+}) et les ions trivalents lanthanides parmi les terres rares (Erbium Er^{3+} , Thulium Tm^{3+} , Ytterbium Yb^{3+} , Néodyme Nd^{3+} , Dysprosium Dy^{3+} , Holmium Ho^{3+}).

Les milieux à gain à base d'ions métalliques affichent un large gain spectral en raison de la forte interaction électronique avec les phonons menant à un élargissement inhomogène du gain spectral. Les cristaux sont les milieux hôtes privilégiés pour les ions métalliques en raison de leur conduction thermique et des propriétés d'émission des ions dans la matrice cristalline. En effet, les milieux vitreux provoquent un élargissement du gain spectral trop important rendant le milieu à gain compliqué à utiliser. La technologie des sources laser saphir dopé au titane $Ti^{3+} : Al_2O_3$, découverte en 1982 par Peter Moulton, est à présent maîtrisée et commercialisée. Les cavités à verrouillage de modes $Ti^{3+} : Al_2O_3$ [Fuji2006] permettent l'émission d'impulsion dans la gamme 0,6 – 0,9 μm de largeur temporelle inférieure à 50 fs. L'intérêt des sources laser titane saphir en plus de la qualité du profil d'intensité spatial est leur utilisation comme impulsion pompe pour initier des processus non linéaires dans les cristaux dont nous reparlerons par la suite. Cependant, ces sources sont volumineuses et couteuses en raison, en partie, des systèmes de pompes (laser à argon où doublage de fréquence d'un laser à milieu à gain dopé néodyme) de la cavité à verrouillage de modes. À de plus hautes longueurs d'onde, les ions de chrome ont prouvé la viabilité des cavités à verrouillage de modes à base de transitions métalliques. Le large gain spectral efficace à température ambiante a permis la création de cavités sur de larges plages de longueur d'onde. Les cavités à verrouillage de modes utilisant l'ion tétravalent chrome Cr^{4+} (yttrium aluminium dopé au

chrome Cr^{4+} : YAG et forsterite dopée chrome Cr^{4+} : MgSiO_4) émettent des impulsions à des longueurs d'ondes allant de 1 à $1,65 \mu\text{m}$ [Zhang2000, Cafiso2013]. Parmi ces travaux on peut citer Cafiso *et al.* [Cafiso2013] qui ont réalisé une cavité Cr^{4+} : YAG, à verrouillage de modes par absorbant saturable en graphène, émettant des impulsions de 91 fs centrées à $1,516 \mu\text{m}$ avec une puissance crête de 14 kW avec une source laser vanadate comme pompe. L'ion bivalent Cr^{2+} permet la réalisation de cavité à verrouillage de modes (Cr^{2+} : ZnSe, Cr^{2+} : ZnS) émettant des impulsions sub - 100 fs à des longueurs d'onde allant de $1,9 - 3,5 \mu\text{m}$ [Ma2019, Nagl2019]. L'équipe de Nagl *et al.* reporte une cavité Cr^{2+} : ZnSe à verrouillage de modes par effet Kerr délivrant des impulsions recomprimées de 45 fs à $2,4 \mu\text{m}$ de puissance crête de 159,4 kW avec comme pompe une diode InP à $1,65 \mu\text{m}$. Cette puissance crête est à ma connaissance l'état de l'art d'une cavité Cr^{2+} : ZnSe pompée par une diode fibrée. Les cavités à verrouillage de modes Cr^{2+} peuvent être pompées par des sources laser à fibres dopées terre rare complexifiant le montage, mais permettant la génération d'impulsion à plus grande puissance crête. On peut aussi citer les travaux de Vasilyev *et al.* [Vasilyev2015] qui ont réalisé une cavité Cr^{2+} : ZnS à verrouillage de modes par effet Kerr délivrant des impulsions de 41 fs à $2,4 \mu\text{m}$ de puissance crête de 0,5 MW avec une source laser erbium fibrée comme pompe. À de plus hautes longueurs d'ondes [$3,8 - 5 \mu\text{m}$], les cavités à verrouillage de modes Fe^{2+} : ZnS(e) connaissent depuis 5 ans une diminution des largeurs temporelles des impulsions émises. Dernièrement, Pushkin *et al.* [Pushkin2020] ont réussi à concevoir une cavité Fe^{2+} : ZnSe à verrouillage de modes, par un absorbant saturable en graphène, qui émet des impulsions de 732 fs à $4,4 \mu\text{m}$ d'une puissance crête de 5 kW avec comme pompe une source laser erbium fibre (ZBLAN).

Une autre approche est possible pour générer des impulsions ultra-brèves dans le moyen infrarouge via les ions trivalents de terres rares (Er^{3+} , Tm^{3+} , Yb^{3+} , Dy^{3+} , Ho^{3+}). Une grande variété de cavité à verrouillage de modes dans des milieux hôtes cristallins, céramiques ou verres et dans des configurations solides [Wasik2001, Grawert2005, Fusari2010], fibres [Antipov2016, Liu2016] ou hybrides ont été démontrées. Les sections efficaces des ions trivalents des terres rares (Erbium [$1,45 - 1,6$] [$2,67 - 2,83$] et [$3,1 - 3,7$] μm , Thulium [$1,95 - 2,2$] μm , Dysprosium [$2,8 - 3,4$] μm , Holmium [$1,95 - 2,1$] et [$2,84 - 2,87$] μm) représentées sur la Figure 1 offrent un recouvrement discret, mais sur l'ensemble de la gamme du SWIR. Le Tableau 1 présente un tour d'horizon non exhaustif des sources impulsionnelles dopées terre rare sub - 1 ps de longueur d'onde allant de $1,5 - 3,5 \mu\text{m}$.

Tableau 1 : Tour d'horizon des sources impulsionnelles basées sur l'émission des ions actifs.
 Abréviation : AS absorbant saturable, RNP rotation non linéaire de polarisation, DL diode laser,
 F : fibrée, S : solide, H : hybride.

Milieu à gain	λ_0 / μm	Largeur temporelle / fs	$P_{\text{crête}}$ / kW	Système de pompe	Tech ML	Config	Référence
Er Si	1,56	803	---	DL	AS	F	[Cheng2020]
Er glass	1,56	261	----	DL	AS	S	[Fong2007]
Tm ³⁺ : Silice	1,925	56	17,4	Er :Si	----	F	[Jiang2012]
Tm ³⁺ : Sc ₂ O ₃	2,107	296	15	Er:Yb Si	Kerr	S	[Tokurakawa2017]
Er ³⁺ : fluoride	2,780	131	23	DL	RNP	H	[Gu2020]
Ho ³⁺ : Pr ³⁺ : fluoride	2,876	180	37	DL	RNP	H	[Antipov2016]
Dy ³⁺ : fluoride	3,05	724	3,11	Er :fluoride	RNP	H	[Wang2019]

Les progrès faits dans les procédés de fabrication des matériaux et les techniques de fibrage ont permis de grandes avancées dans le domaine des cavités à verrouillage de modes utilisant de la fibre optique. La maîtrise de fabrication des composants fibres en verre de silice (coupleur, combineur de pompe, isolateur) permet la conception de cavités erbium (#1,5 μm) et thulium (#2 μm) à verrouillage de modes fibrées [Jiang2012]. Dans le cadre des sources laser solides, l'environnement cristallin contribue à réduire la largeur du gain spectral favorisant le régime Q-switch et rendant la génération d'impulsion sub-1 ps plus difficile. Du fait de son large gain spectral, l'ion Tm³⁺ est à ma connaissance le seul ion trivalent permettant la réalisation de cavité solide à verrouillage de modes avec un milieu cristallin, les ions des autres terres rares sont généralement associés à des milieux vitreux. Les progrès dans la fabrication de matériaux fibrables à faibles pertes dans le MIR ont permis la conception de milieu à gain à fibre dopée erbium, holmium et dysprosium. Cependant, le manque de composants fibrés dans des matériaux différents du verre de silice ne permet que la réalisation de sources hybrides. Dans la littérature il n'y a, à ma connaissance, aucune source laser à verrouillage de modes sub -1 ps solide autour de 2,8 μm en raison des pertes atmosphériques à ces longueurs d'ondes. Le milieu à gain fibré permet de s'accommoder des pertes atmosphériques, ce qui a permis ses cinq dernières années l'émergence de cavités hybrides à verrouillage de modes par technique passive. À de plus hautes longueurs d'onde, bien que l'ion trivalent erbium possède une section efficace d'émission non nulle autour de 3,5 μm , le manque de dispositif optique à dans cette gamme spectrale ne permet que la réalisation de cavités Q-Switch.

1.2. Techniques d'amplification CPA, MOPA, MOFA et OPCPA

La réalisation des cavités à verrouillage de modes repose sur la stabilisation de multiples paramètres compliquant la génération d'impulsions ultra-brèves et fortement énergétiques. Différents procédés technologiques permettent d'amplifier l'énergie d'impulsions sub-1 ps afin de pallier le manque d'énergie des impulsions émises par les cavités à verrouillage de modes. Parmi les procédés d'amplification, on peut citer les amplifications basées sur l'émission stimulée des ions terres rares dans des milieux solides (MOPA) ou fibrés (MOFA). Le développement des amplificateurs utilisant des fibres (majoritairement en verre) à large aire

modale permet de nos jours d'atteindre des niveaux de puissance rivalisant avec les amplificateurs solides tout en profitant des avantages de la configuration d'optique guidée ; le principal défaut des amplificateurs fibrés provient de leur vulnérabilité au retour lumineux nécessitant l'utilisation d'isolateur(s) fibré(s). La puissance crête au sein des étages d'amplification doit cependant rester en dessous du seuil des non-linéarités afin d'empêcher une distorsion de la forme temporelle et de la forme spectrale de l'impulsion. Pour cela, l'impulsion peut subir une dérive de fréquence par un élément dispersif *Pulse Stretchers* (prisme, réseau, grande longueur de fibre éventuellement à fort coefficient de dispersion, réseau de Bragg) avant de se propager dans le milieu à gain puis d'être comprimée temporellement en sortie (par une paire de réseaux de diffraction). Ces systèmes qualifiés *Chirped Pulse Amplifier CPA* se déclinent dans tous les systèmes d'amplification évoqués précédemment avec amplificateurs paramétriques à dérive de fréquence (OPCPA) ou les CPA à base de fibre dopée *fiber-based CPA*. La grande variété des procédés pour générer et amplifier des impulsions sub – 1 ps permet une multitude d'architectures.

1.3. Sources de type paramétrique OP

La base de ces procédés non linéaires d'ordre 2 repose sur l'accord de phase ou quasi-accord de phase entre trois ondes sur toute une longueur de propagation dans le cristal. Cela implique des pompes optiques de forte puissance crête ainsi que des cristaux de très grandes qualités et transparents pour l'intégralité des longueurs d'onde interagissant. Les cristaux dont les propriétés permettent leur emploi dans des processus non linéaires MIR sont nombreux, on peut citer : niobate de lithium LiNbO_3 , le thiogallate d'argent AgGaS_2 , le sélénogallate d'argent AgGaSe_2 , titanyl phosphate de potassium KTiOAsO_4 . Le gain paramétrique, soit la quantité de signaux convertis, est proportionnel à la condition d'accord de phase ou de quasi-accord de phase ce qui en fait un paramètre critique. Pour les processus utilisant la condition d'accord de phase, celle-ci peut être modifiée en chauffant le cristal, en appliquant un champ électrique au cristal ou en modifiant l'angle d'incidence des ondes. De la même manière, la condition du quasi-accord de phase dans des cristaux ou des guides d'ondes est accordable en chauffant le milieu, en utilisant des milieux où plusieurs périodes de modulation sont inscrites. Cependant, les conditions d'accord et quasi-accord de phase permettent des milieux à large gain spectral et donc en adéquation avec la génération ou/et amplification d'impulsion sub-1 ps. Historiquement les cavités Ti^{3+} : saphir étaient utilisées pour initier les non-linéarités, elles sont depuis une dizaine d'années concurrencées par les cavités à verrouillage de modes utilisant les ions terres rares du fait des puissances atteintes par les MOPA et MOFA. Parmi le grand nombre d'études utilisant les cristaux non linéaires pour la génération d'impulsions accordables en longueurs d'onde on peut citer les travaux de Meng *et al.* [Meng2018] et de Steinle *et al.* [Steinle2016] dont les montages sont représentés Figure 2. En 2018, Meng *et al.* ont publié l'architecture d'un OPO utilisant un KTiOAsO_4 permettant la génération d'un signal et d'un idler respectivement à $[1,41 - 1,71] \mu\text{m}$ et $[3,84 - 2,61] \mu\text{m}$. La cavité est pompée par une cavité à verrouillage de modes Yb à $1,03 \mu\text{m}$. La mesure d'une impulsion signal à $1,52 \mu\text{m}$ a permis de déterminer des impulsions de 129 fs et de puissances crêtes de 119 kW. L'intérêt de ce résultat est dans la gamme spectrale couverte et sa simplicité. La source ne comporte

qu'un OPO, cependant les puissances crêtes sont peu élevées. Steinle *et al.* ont réalisé une source permettant de générer des impulsions allant de 1,33 à 20 μm de largeur temporelle de 320 fs par un système utilisant un OPO puis un OPA et un étage de DFG en partant d'une cavité à verrouillage de modes Yb. En termes de forte puissance crête, les travaux de Elu *et al.* [Elu2017] reportent un laser OPCPA utilisant une cavité à verrouillage de modes erbium comme un signal et un laser ytterbium comme pompe combinées à un étage de DFG et deux étages amplifications paramétriques à dérives de fréquences. Leur système permet de générer des impulsions à 3,25 μm avec une énergie de 118 μJ pour une largeur temporelle de 97 fs soit une impulsion crête supérieure au gigawatt.

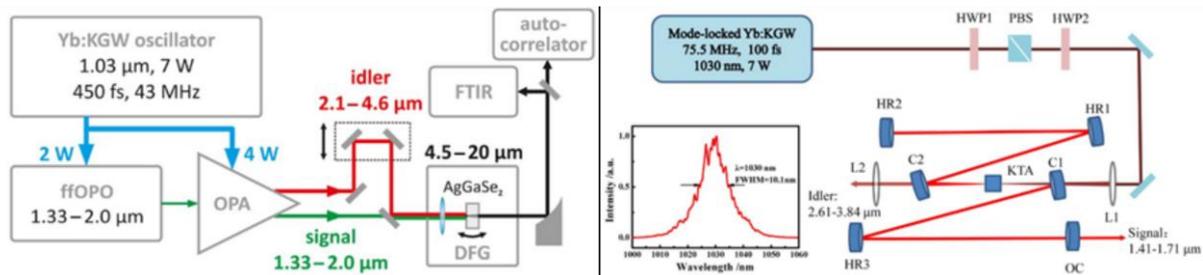


Figure 2 : système expérimental présenté dans les travaux de Meng *et al.* [Meng2018] et Steinle *et al.* [Steinle2016].

1.4. Conclusion du chapitre

Ce chapitre a permis de montrer toutes les solutions pour générer des impulsions dans le MIR. Les ions métalliques ou les ions terres rares dans des matrices adéquates permettent la génération d'impulsion à des longueurs d'onde dans les sections d'émission du milieu à gain utilisé dans une cavité à verrouillage de modes passif. Afin de compenser leur lacune énergétique, il est possible d'associer ces sources à des systèmes d'amplifications divers et variés. Ils peuvent être ainsi utilisés comme système de pompe des processus paramétrique permettant, du fait des propriétés des cristaux non linéaires employés, la génération d'impulsions accordables dans tout le MIR. Comme l'on a pu le voir ces systèmes ont l'avantage de couvrir toute la gamme MIR avec la possibilité d'impulsions avec de très fortes puissances crêtes. Cependant, comme le montre bien le montage optique des travaux de Steinle *et al.* [Steinle2016] Figure 2, ces systèmes sont volumineux, onéreux, complexes et demandent une synchronisation optique dans le processus de génération. De plus les longueurs mises en jeu dans ces processus s'étendent sur une large fenêtre spectrale et nécessitent des éléments optiques adaptés. À ajouter à cela la nécessité d'une impulsion initiale fortement énergétique pour mettre en œuvre les processus non linéaires.

Les effets solitoniques sont une autre approche non linéaire pour générer des impulsions dans l'ensemble du moyen infrarouge s'accommodant des inconvénients des sources OP. Les effets solitoniques, s'ils ont lieu, dépendront du déphasage non linéaire que subit l'impulsion, c'est-à-dire de la puissance instantanée, de la longueur du milieu et du coefficient non linéaire gamma. Les propriétés de guidage des fibres, grâce au confinement spatial du champ lumineux, permettent avec des sources laser moins énergétiques que celles nécessaires pour les procédés paramétriques d'atteindre une densité surfacique de puissance suffisante pour

l'exacerbation du SSFS. Des sources composées d'une cavité à verrouillage de modes fibrée suivie d'un amplificateur de type MOFA ou *fiber-based CPA* sont suffisantes pour générer les effets non linéaires souhaités, réduisant ainsi la complexité des sources laser. La génération de nouvelle longueur d'onde a entièrement lieu durant la propagation dans la fibre optique ; cela permet la création de sources compactes et très peu sensibles à des perturbations mécaniques extérieures. De plus, ce procédé ne demande pas de synchronisation entre les différents faisceaux, le faisceau initiant la génération de soliton se suffit à lui-même dans le processus non linéaire. Les effets solitoniques sont la manifestation de l'interaction de l'effet Kerr avec la dispersion anormale provoquant le décalage de la longueur d'onde centrale d'une impulsion sub-ps à de plus hautes longueurs d'ondes. L'aspect énergétique de l'impulsion décalée relève des caractéristiques du laser initiant le processus et de la fibre utilisée comme moyen de propagation. Toute la théorie liée à la fission solitonique et aux SSFS est explicitée dans le chapitre suivant.

Chapitre 2. Propriétés linéaires et non linéaires à l'origine des effets solitoniques dans les fibres optiques

Dans la première partie de ce chapitre seront brièvement développées les bases de l'optique linéaire et non linéaire dans une fibre optique nécessaire pour la compréhension de la théorie physique liée au régime solitonique. Naturellement, dans une deuxième partie seront développés le régime solitonique et les subtilités du processus élégant qu'est l'auto-décalage fréquentiel de soliton, base de ces travaux de thèse. Ce phénomène non linéaire sera étudié avec comme objectif la génération d'une impulsion unique accordable en longueur d'onde. Pour finir seront présentés les moyens de modélisation de la propagation d'impulsions solitoniques dans des fibres optiques. Ces moyens, indispensables aux cours de ces travaux de thèse, permettent l'étude numérique des sources de pompe adaptées à des fibres avec l'objectif de génération d'impulsion unique.

2.1. Propriétés élémentaires des fibres optiques.

Une onde, au cours de sa propagation dans une fibre d'optique, cumule un déphasage en raison des propriétés liées au guidage combinées aux caractéristiques du matériau la composant. La dépendance à la longueur d'onde du déphasage acquis par cette onde est responsable de l'effet dispersif de la fibre sur les composantes spectrales de l'impulsion. Cet effet dispersif est quantifié par le terme dispersion chromatique $D_{\text{chromatique}}$.

$$D_{\text{chromatique}}(\lambda) = D_{\text{matériau}}(\lambda) + D_{\text{guide}}(\lambda) = \left(\frac{d^2 n_{\text{matériau}}(\lambda)}{d^2 \lambda} + \frac{d^2 n_{\text{eff}}(\lambda)}{d^2 \lambda} \right) \quad 2.1$$

Où $n_{\text{matériau}}(\lambda)$ représente l'indice de réfraction du matériau composant la fibre (calculable à l'aide de l'équation de Sellmeier du matériau en question) et $n_{\text{eff}}(\lambda)$ l'indice effectif du mode guidé se propageant. Physiquement, la dispersion représente la variation du temps de propagation des composantes spectrales de l'impulsion.

- $D > 0$, régime de dispersion anormale. Les hautes longueurs d'onde se propagent plus rapidement que les basses longueurs d'onde, il y a une génération d'une dérive de fréquence positive.
- $D < 0$, régime de dispersion normale. Les basses longueurs d'onde se propagent plus rapidement que les hautes longueurs d'onde, il y a une génération d'une dérive de fréquence négative.
- La longueur d'onde $\lambda_{D=0}$ pour laquelle la dispersion est nulle est « appelée zéro dispersion wavelength ».

On définit le terme $\beta_2(\lambda) = D_{\text{chromatique}} \times (-\lambda^2/2\pi c)$ avec c la vitesse de la lumière.

L'aire effective est le second paramètre du mode guidé qui influe fortement dans l'impact des non linéarités sur l'impulsion lors de sa propagation. L'aire effective définit la surface dans laquelle est contenue l'énergie du mode. Elle se définit dans le repère cylindro-polaire par l'équation :

$$A_{\text{eff}}(\lambda) = \frac{[\iint_{-\infty}^{\infty} |E(r, \varphi)|^2 r dr d\varphi]^2}{\iint_{-\infty}^{\infty} |E(r, \varphi)|^4 r dr d\varphi} \quad 2.2$$

La densité surfacique de puissance et donc l'importance des effets non linéaires au sein de la fibre est directement liée à l'aire effective A_{eff} (elle est l'un des facteurs prédominants dans l'énergie des impulsions solitoniques). Le coefficient non linéaire γ quantifie les effets non linéaires au cours de la propagation, il est défini par l'expression suivante :

$$\gamma = \frac{2\pi \cdot n_2}{\lambda \cdot A_{\text{eff}}(\lambda)} \quad 2.3$$

Le coefficient non linéaire est inversement proportionnel à la longueur d'onde et à l'aire effective. Les photons à basse longueur d'onde sont plus énergétiques ce qui explique la dépendance en λ^{-1} du coefficient non linéaire. La dépendance en A_{eff}^{-1} s'explique de par la densité surfacique de puissance, plus l'aire effective du mode est faible et plus la densité surfacique d'énergie, ainsi que le coefficient non linéaire, sont importants. Le terme n_2 est appelé indice non linéaire, il est propre à chaque matériau. L'indice de réfraction non linéaire est mesurable via la méthode Z-scan pour ne citer que la méthode la plus utilisée dans le domaine [Kabacinski2019]. Il varie en fonction des atomes composant le matériau et de leur densité. En raison des plages de longueur d'onde couvertes, l'indice de réfraction non linéaire, sera considéré invariant quelle que soit la longueur d'onde [Agrawal2006].

Dans la suite de ce chapitre :

- P_0 représente la puissance crête de l'impulsion.
- T_0 représente la largeur temporelle à 1/e de l'impulsion.

Pour des impulsions de largeur temporelle T_0 , il convient de définir la longueur de dispersion L_D qui représente la longueur de propagation engendrant un élargissement temporel d'un facteur 1,414. Pour des impulsions de puissance crête P_0 , il convient de définir la longueur de dispersion L_{NL} qui représente la longueur après laquelle la phase non linéaire accumulée vaut 1 rad.

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \text{ et } L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2(\lambda)|} \quad 2.4$$

2.2. Origine du régime solitonique : naissance d'un soliton fondamental.

Un soliton est une impulsion se propageant sans déformation ni temporelle ni spectrale. La formation de soliton dans une fibre optique provient de la parfaite compensation de l'auto-modulation de phase par la dispersion chromatique anormale ($D < 0$) du mode guidé. L'effet de l'auto-modulation de phase provoque une dérive de fréquence négative pouvant sous certaines conditions élégamment compenser la dérive de fréquence positive induite par la dispersion chromatique anormale. L'ordre d'un soliton est défini par l'équation suivante :

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma T_0^2 P_0}{|\beta_2|} \quad 2.5$$

Quand N vaut un, alors les dérives de fréquence positive et négative sont à l'équilibre parfait et un soliton fondamental ou un soliton d'ordre 1 se propage dans la fibre.

La condition d'existence $L_D=L_{NL}$ d'un soliton fondamental permet d'exprimer son énergie en fonction des paramètres de la fibre (A_{eff} , β_2 , n_2) et des paramètres initiaux de l'impulsion (λ, T). Cette équation sera le fil conducteur des travaux présentés dans ce manuscrit.

$$E_{\text{soliton fondamental}} = \frac{\lambda \cdot A_{\text{eff}}(\lambda) \cdot |\beta_2|}{2\pi \cdot n_2 \cdot T} \quad 2.6$$

L'impulsion injectée dans la fibre sera couramment appelée impulsion de pompe. L'énergie du soliton fondamental est proportionnelle à la longueur d'onde de l'impulsion de pompe ainsi qu'à l'aire effective et à la dispersion du mode guidé. La recherche d'impulsion solitonique à forte puissance crête demande une étude simultanée des propriétés du mode guidé dans la fibre et de la source laser de pompe fournissant l'impulsion de pompe.

Une impulsion solitonique possède une allure temporelle de la forme d'une sécante hyperbolique carrée. L'enveloppe temporelle s'exprime de la manière suivante :

$$A(z, t) = |A(z, t)| \cdot \text{sech}\left(\frac{t}{T_0}\right) \cdot e^{-iC \frac{t^2}{2 \times T_0^2}} \quad 2.7$$

La largeur temporelle à mi-hauteur est définie par $T_{\text{FWHM}}=1,763 \times T_0$. Le terme C fait référence au chirp, représentatif du déphasage acquis par l'impulsion au cours de la propagation. Un soliton fondamental à sa formation n'a pas de chirp (à $z = 0$, $C = 0$). La largeur temporelle d'une impulsion à chirp nul est minimale. Elle est dite en limite de Fourier (Fourier Transform : FT). Sa largeur fréquentielle Δ_{FWHM} et sa largeur temporelle respectent alors l'expression suivante : $T_{\text{FWHM}} \times \Delta_{\text{FWHM}} = 0,315$.

Un soliton fondamental présente une largeur spectrale inversement proportionnelle à sa durée, comme les durées atteintes sont de l'ordre de 100 fs, le soliton sera sujet à l'effet non linéaire de l'auto-décalage Raman.

2.3. Diffusion Raman stimulée d'une impulsion sub-picoseconde en régime de dispersion anormale.

L'auto-décalage Raman trouve son origine physique dans la combinaison des propriétés de la diffusion Raman stimulée et de la largeur spectrale des impulsions solitoniques. La diffusion

Raman stimulée contrairement à l'auto-modulation de phase fait partie des processus non linéaires retardés. Le coefficient de gain Raman $g_R(\Omega)$ décrit fréquentiellement la diffusion Raman stimulée. Il est proportionnel à la contribution Raman f_R du matériau et à la partie imaginaire de la réponse fréquentielle Raman $h_R(\Omega)$, représentée en fonction de la différence de fréquences $\Omega = \omega_{\text{pompe}} - \omega_{\text{stokes}}$ sur la Figure 3, dans le cas de la silice. Le large spectre en fréquence de l'impulsion, représenté sur la figure, recouvre en partie la réponse Raman du matériau dans lequel elle se propage. La diffusion Raman stimulée est un processus inélastique ; le champ électromagnétique cède une proportion, représenté par la contribution Raman f_R , de son énergie au milieu de propagation pour engendrer ce processus non linéaire. La contribution Raman est déterminable par mesure de la section efficace Raman [Gordon1986]. La réponse fréquentielle Raman peut être déterminée par mesure du gain Raman g_R [Gordon1986].

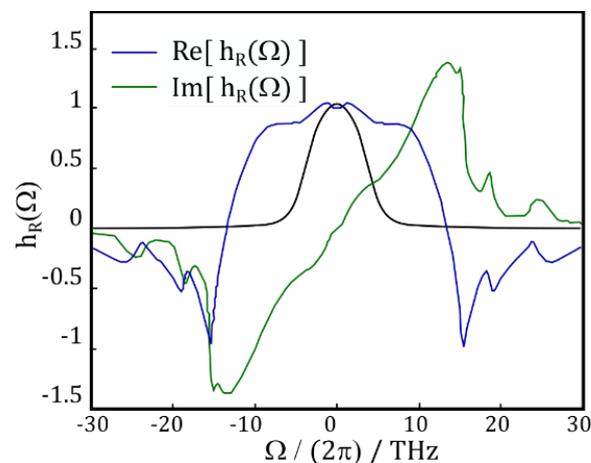


Figure 3 : Partie réelle et imaginaire de la susceptibilité Raman dans les fibres de silice pure et schéma de recouvrement avec une impulsion large spectre arbitraire.

Pour $\Omega > 0$, $\text{Im}[h_R(\Omega)]$ correspond à une absorption tandis que pour $\Omega < 0$ cela correspond à un gain. Ce phénomène se traduit par à une amplification intrapulse : au cours de la propagation de l'impulsion, ses hautes fréquences sont absorbées par le matériau qui en transfère une partie de l'énergie à ses basses fréquences. Ce phénomène, cumulatif au long de la propagation, se manifeste spectralement par un décalage progressif de la longueur d'onde centrale de l'impulsion vers les hautes longueurs d'onde.

Ce phénomène est observable pour toute impulsion suffisamment courte temporellement et large spectralement dans tous les régimes de dispersion et pas seulement que pour des impulsions dites solitoniques [Santhanam2003]. Ce processus non linéaire dans le cas d'impulsion solitonique est appelé l'auto-décalage fréquentiel de soliton, il fut observé expérimentalement pour la première fois dans les années 1985-86 [Dianov1985, Mitschke1986].

L'auto-décalage fréquentiel dans le domaine temporel (gauche) et dans le domaine spectral (droite) d'un soliton fondamental est représenté Figure 4. Il est obtenu par la modélisation de la propagation d'une impulsion à 1,56 μm de durée 100 fs d'énergie 0,6 nJ dans une SMF28.

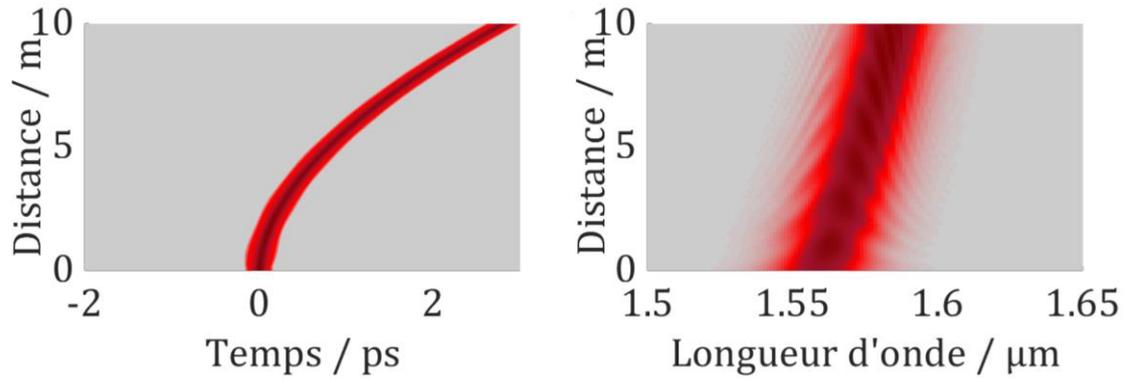


Figure 4 : Évolution temporelle et spectrale d'un soliton fondamental se propageant dans 10 m de fibre SMF28. Paramètres : $\lambda_0 = 1,56 \mu\text{m}$, $T_{\text{FWHM}} = 100 \text{ fs}$, Energie = 0.6 nJ

Le décalage spectral tend vers un maxima au cours de la propagation. Ce maxima n'est pas corrélé à la position du maxima du gain Raman (13 THz pour la silice) puisque l'impulsion auto-entretient son décalage vers les hautes longueurs d'onde. Au cours du décalage, le soliton acquiert du chirp et tend à s'étaler temporellement. Les raisons de cela sont les suivantes. Si l'on considère les pertes au long de la propagation comme nulles, l'énergie du soliton fondamental est constante en tout point de la fibre. Cependant, les propriétés dispersives permettant le régime solitonique sont définies à la longueur d'onde centrale de l'impulsion pompe au début de la propagation soit avant l'auto-décalage fréquentiel. Au cours de celui-ci, la longueur d'onde centrale de l'impulsion augmente, l'impulsion ne subit pas alors la même valeur de dispersion et s'étale dans le temps. Cet étalement provoque une chute de la puissance crête ce qui tend à réduire le taux de décalage spectral et induit une saturation de celui-ci [Lehtonen2003, Agrawal2006]. Les pertes de propagation viennent, en diminuant l'énergie de l'impulsion, accélérer la saturation du décalage.

Les travaux de Gordon *et al.*, repris par Beaud *et al.* [Gordon1986, Beaud1987] ont démontré que l'évolution du taux fréquentiel de décalage dv/dz (THz/m) et la largeur temporelle de l'impulsion au cours de ce décalage, peuvent être approchées par les relations suivantes :

$$\frac{dv}{dz} = 1.2904 \cdot \lambda^2 \frac{h(T) \cdot D(\lambda)}{T^4} \quad 2.8$$

$$T_i = T_{i-1} \cdot \left(\frac{\lambda_i}{\lambda_{i-1}} \right)^4 \cdot \frac{A_{\text{eff}}(\lambda_i) \cdot D(\lambda_i)}{A_{\text{eff}}(\lambda_{i-1}) \cdot D(\lambda_{i-1})} \quad 2.9$$

Le taux fréquentiel de décalage est proportionnel à T^{-4} , plus la largeur temporelle de l'impulsion est courte et plus la longueur d'onde centrale de l'impulsion s'auto-décale rapidement vers les hautes longueurs d'onde. La Figure 5 a), issue des travaux de Gordon, représente le décalage fréquentiel de l'impulsion en fonction de sa largeur temporelle. Comme mentionné précédemment, plus l'impulsion est courte temporellement et plus son spectre large recouvre la partie imaginaire du gain Raman augmentant le taux de conversion vers les hautes longueurs d'onde. Un soliton picoseconde, sera sujet à l'auto-décalage fréquentiel, mais celui-ci sera observable pour une très grande longueur de fibre de propagation comparée à un soliton de 100 fs. Un soliton picoseconde, après 1 km de fibre, aura acquis un décalage inférieur à 30 THz. Tandis qu'une impulsion de largeur temporelle inférieure à 200 fs possède

ce même décalage de 30 THz après seulement 1 m de propagation. En connaissance de cette propriété, des fibres optiques aux pertes trop élevées pour des applications de télécommunication seront utilisables dans le cadre de travaux de décalage de soliton femtoseconde. Le terme $h(T)$ représente la dépendance fréquentielle de la susceptibilité Raman. La dépendance de $h(T)$ à la largeur temporelle de l'impulsion pompe est représenté Figure 5 b). On constate que $h(T)$ est supérieur à 0,8 pour des impulsions dont la largeur temporelle est comprise entre 100 et 400 fs ce qui définit une zone optimum.

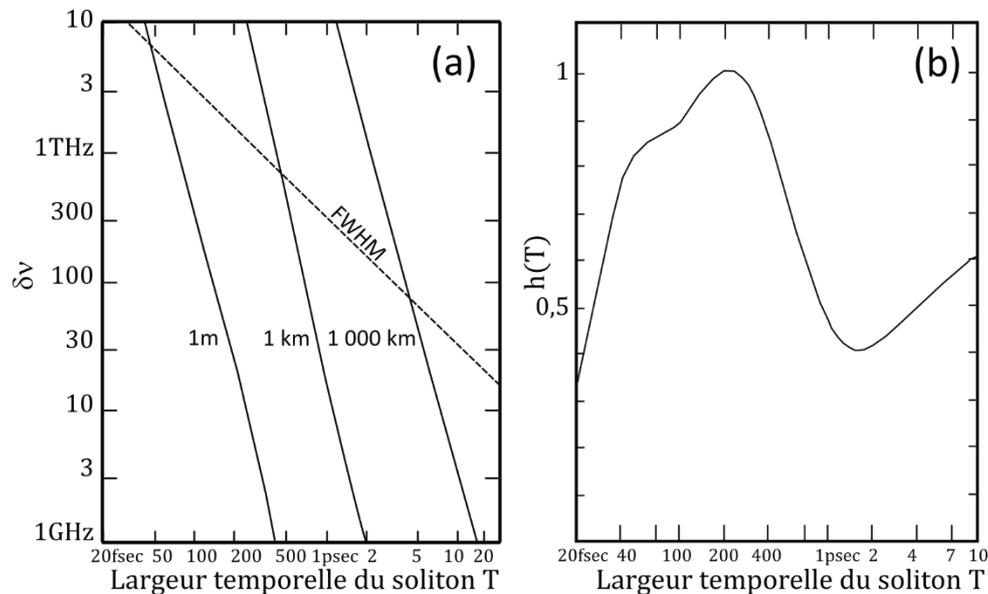


Figure 5 : (a) décalage fréquentiel d'un soliton fondamental en fonction de sa largeur temporelle pour différentes longueurs de fibre en négligeant les pertes. $D = 15 \text{ ps/nm/km}$ et la largeur spectrale pour comparaison. (b) dépendances de $h(T)$ pour des fibres de silice, calculées numériquement [Gordon1986].

La dépendance à la polarisation de l'auto-décalage fréquentiel de soliton dans des fibres à maintien de polarisation se retrouve dans différents travaux [Kim2002, Lehtonen2003]. Les longueurs d'onde atteintes par les solitons fondamentaux décalés par auto-décalage fréquentiel sont plus importantes quand l'impulsion pompe injectée coïncide avec l'axe rapide des fibres que lorsque l'impulsion est injectée sur l'axe lent. Les propriétés dispersives des modes guidés de l'axe lent et rapide diffèrent légèrement, ce qui semble expliquer la différence dans le processus de décalage sans pour autant exclure un impact de la polarisation [Agrawal2006].

2.4. Propriétés des solitons d'ordre supérieur.

Pour un $N > 1$, soit $L_D > L_{NL}$ (cf équation 2.5), le soliton est dit d'ordre supérieur ce qui est la traduction de la prédominance des effets dus aux non-linéarités sur les effets dispersifs. Sans perturbations extérieures, le soliton d'ordre supérieur subit la compétition de ces effets au cours de propagation. Du fait dans un premier temps de la domination des effets non linéaires : l'impulsion voit sa largeur temporelle se comprimer tandis que sa largeur spectrale s'étale. La compression temporelle va augmenter l'impact des effets dispersifs jusqu'à ce qu'ils prédominent sur les effets non linéaires et provoquent un étalement temporel et une

compression spectrale de l'impulsion. Le soliton d'ordre supérieur, non perturbé, affichera périodiquement ce battement au cours de sa propagation. Cependant les perturbations extérieures, décrites par la suite, apportent des dynamiques bien différentes représentées sur la Figure 6. La modélisation donne une représentation de la dynamique spectrale et temporelle d'un soliton d'ordre supérieur (N=47) au cours de sa propagation dans 5 m de fibre SMF28.

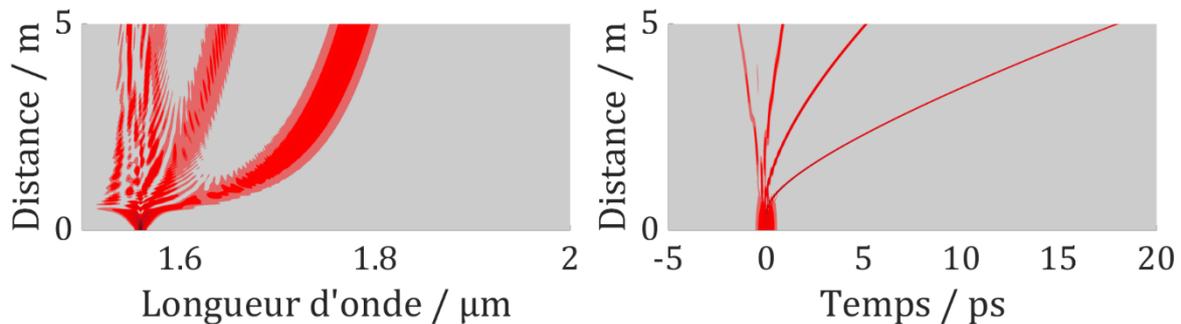


Figure 6 : Évolution temporelle et spectrale d'un soliton d'ordre supérieur se propageant dans 5 m de fibre SMF28 commerciale. Paramètres : $\lambda_0 = 1,56 \mu\text{m}$, $T_{FWHM} = 600 \text{ fs}$, Energie = 5 nJ

Au début de la propagation, les effets non linéaires conduisent à une compression temporelle et un étalement spectral de l'impulsion. Ce processus, d'autocompression solitonique, opère jusqu'à ce que la diffusion Raman stimulée et/ou β_3 le terme supérieur de dispersion provoquent la fission de l'impulsion initiale en un premier soliton fondamental et une impulsion résiduelle. Cet effet est appelé fission solitonique. Le terme β_3 dans le cas d'une impulsion brève se manifeste par une dissymétrie temporelle de l'impulsion au cours de la propagation provoquant à terme une fission de celle-ci. Dans le cas d'une impulsion de largeur temporelle supérieure à 200 fs, la fission est provoquée par la diffusion Raman stimulée. Dans le cas d'impulsions comprises entre 200 fs et 20 fs, les deux processus interviennent dans le processus de fission. Et dans le cas d'une impulsion sub-20 fs, seuls les termes supérieurs de dispersion sont responsables de la fission. La distance de propagation à laquelle a lieu la fission peut être évaluée par :

$$L_{\text{fission}} \approx \frac{L_D}{N} \quad 2.10$$

À une longueur $L_{\text{compression}}$, peu avant cette distance L_{fission} , l'impulsion de pompe est compressée temporellement à son maxima et possède une forte puissance crête.

Après la fission, deux impulsions sont créées : un soliton fondamental et une impulsion résiduelle. L'énergie de l'impulsion résiduelle est égale à la différence entre l'énergie de l'impulsion avant fission et l'énergie d'un soliton fondamental. Si l'impulsion résiduelle possède moins d'énergie qu'un soliton fondamental alors elle s'étalera dans le temps sous l'action de la dispersion anormale. Si son énergie est suffisante, alors la compétition entre les effets de dérive de fréquence positive et négative se réitère. La largeur temporelle et la largeur spectrale de l'impulsion subissent respectivement un étalement puis compression et une compression puis étalement menant à nouveau à la situation de fission solitonique. Ce processus se réitère tant que l'énergie de l'impulsion résiduelle après fission est supérieure à celle d'un soliton

fondamental. Les ondulations visibles sur l'évolution spectrale sont dues aux interférences entre le soliton fondamental et l'impulsion secondaire.

Les solitons fondamentaux issus des fissions solitoniques successives vont, du fait de leur largeur spectrale et de leur puissance crête, s'auto décaler par diffusion Raman stimulée vers les plus hautes longueurs d'onde comme décrit précédemment. La largeur temporelle et la puissance crête du $j^{\text{ème}}$ soliton éjecté peuvent s'exprimer, en fonction de la puissance crête P_0 et de la largeur temporelle T_0 de l'impulsion de pompe, de la façon suivante [Dudley2006] :

$$P_j = \frac{(2N - 2j + 1)^2}{N^2} P_0 \quad 2.11$$

$$T_j = \frac{1}{2N - 2j + 1} T_0 \quad 2.12$$

Une première constatation est que les solitons fondamentaux provenant de la fission solitonique d'un soliton d'ordre supérieur sont plus courts temporellement que celui-ci. Le terme « impulsion mère j » définira l'impulsion fissionnant en deux impulsions : le $j^{\text{ème}}$ soliton fondamental, appelé soliton j , et l'impulsion mère $j+1$. Pour un soliton supérieur d'ordre 2, de largeur temporelle T_0 , le premier soliton fondamental éjecté sera 3 fois plus court et le deuxième soliton sera 2 fois plus court. Soit le soliton j , le soliton provenant de la $j^{\text{ème}}$ fission et le soliton $^{j+1}$, le soliton provenant de la $j+1^{\text{ème}}$ fission. D'après l'équation 2.12, le soliton j est plus court temporellement et de puissance crête supérieure au soliton $^{j+1}$. Le soliton j plus court que le soliton $^{j+1}$ se décalera plus « vite » vers les hautes longueurs d'onde en raison de la dépendance en T^{-4} du taux de décalage fréquentiel exprimé dans l'équation 2.11.

2.5. Impact des propriétés de la source sur un soliton d'ordre supérieur.

Soit un soliton d'ordre N défini par la puissance crête et la largeur temporelle, issu d'une source de pompe et fissionnant en N solitons fondamentaux ; le premier soliton fondamental éjecté subit l'auto-décalage fréquentiel jusqu'à une longueur d'onde λ_1 .

Une augmentation de la puissance crête de la pompe, par une augmentation de son énergie, provoque une augmentation de l'ordre du soliton N . D'après l'équation 2.10, la première fission du soliton d'ordre supérieur apparaîtra plus tôt dans la fibre. Le soliton fondamental issu de la fission aura une largeur temporelle plus courte et une puissance crête plus importante. De ce fait, le taux fréquentiel de décalage dv/dz sera plus important et ainsi la longueur d'onde atteinte λ_2 sera supérieure à λ_1 [Mitschke1986]. Cependant, les solitons fondamentaux issus des fissions ultérieures connaîtront la même dynamique et seront plus nombreux. Ce processus est par exemple, utilisé dans la génération de continuum en régime anormal avec un ordre N de soliton très grand [Dudley2006, Cheng2016].

Le but des travaux présentés dans ce manuscrit est la génération d'impulsion unique de forte puissance crête. Ce chapitre permet d'identifier des propriétés intéressantes pour remplir les objectifs fixés. La fission solitonique permet d'obtenir des impulsions plus courtes que l'impulsion pompe utilisée ce qui rend aisée la génération d'impulsions proches de 100 fs. De plus, l'auto-décalage Raman permet de générer des impulsions à des longueurs d'onde non

couvertes par les sections efficaces d'émission des terres rares. Le premier soliton éjecté lors du processus de fission solitonique est l'impulsion aux propriétés spectrale et temporelle la plus en adéquation avec les objectifs. Il est le plus court des solitons éjectés ce qui lui permet pour une longueur de fibre d'avoir le décalage en longueur d'onde le plus important. Une moins grande longueur de fibre sera nécessaire pour atteindre une longueur d'onde cible. La difficulté réside dans la capacité à associer des fibres spéciales aux sources de pompe disponibles afin de ne générer qu'une seule et unique impulsion à une longueur d'onde visée.

Pour cela il est nécessaire de pouvoir modéliser numériquement les effets non linéaires coexistant dans la fibre pour arriver à une représentation de la propagation d'impulsion la plus proche de la réalité physique.

2.6. Modélisations numériques de propagation d'impulsion sub picoseconde.

L'équation de Schrödinger en régime non linéaire équation 2.13 est utilisée pour modéliser la propagation de l'enveloppe $A(z, t)$ de l'impulsion dans un milieu de non-linéarité cubique. Cette équation généralisée permet de prendre en compte l'impact des effets non linéaires Kerr et Raman ainsi que l'impact des ordres supérieurs de la dispersion sur la propagation de l'enveloppe d'une impulsion subpicoseconde. La validité de l'approximation d'une enveloppe lentement variable comparée à la porteuse optique dans le cas d'impulsion courte a été étudiée [Dudley2006]. Ces études ont permis de montrer la validité des résultats obtenus par l'équation non linéaire de Schrödinger pour une impulsion en dessous du cycle optique avec l'approximation d'une enveloppe lentement variable comparée à la solution des équations de Maxwell.

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A(z, t) \quad 2.13$$

$$\hat{D} = -\frac{\alpha}{2} + \sum_{k \geq 2} \frac{i^{k+1}}{k!} \beta_k \frac{\partial A(z, t)}{\partial T^k} \quad 2.14$$

$$\hat{N} = i\gamma \left(1 + i\tau_{\text{shock}} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left(A(z, t) \int_{-\infty}^{+\infty} R(T') \cdot |A(z, T - T')|^2 dT' \right) \quad 2.15$$

\hat{D} est l'opérateur linéaire prenant en compte la dispersion et l'absorption tandis que \hat{N} est l'opérateur non linéaire prenant en compte les effets Kerr et Raman. α et β_k sont respectivement le coefficient de pertes linéaires et les coefficients de dispersion issus du développement de Taylor de $\beta(\omega)$ autour de la pulsation centrale ω_0 . Le terme γ est le coefficient non linéaire décrit précédemment. Le terme $R(t) = (1-f_R)\delta(t) + f_R h_R(t)$, avec $h_R(t) = \text{TF}[\chi_R(f)]$, représente la réponse non linéaire temporelle totale composée des contributions instantanées $\delta(t)$ de l'effet Kerr et des contributions retardées de la réponse Raman $h_R(t)$. Chacune des contributions est pondérée par le terme f_R afin de prendre en compte la part d'énergie contribuant à leur génération.

Au cours de ces travaux de thèse, l'impact du bruit relatif à l'émission spontanée Raman a été négligé. Un changement de variable temporelle $T = t - \beta_1 x z$ permet de faire coïncider le

référentiel temporel avec le centre de l'impulsion en prenant en compte l'impact de la vitesse de groupe $v_g=1/\beta_1$.

La dispersion de la non-linéarité τ_{shock} est prise en compte par un terme de dérivée temporelle. La dépendance fréquentielle de l'aire effective de mode est incluse dans la valeur de τ_{shock} [Dudley2006].

$$\tau_{\text{shock}} = \tau_0 - \left[\frac{1}{n_{\text{eff}}(\omega)} \cdot \frac{\partial n_{\text{eff}}(\omega)}{\partial \omega} - \frac{1}{A_{\text{eff}}(\omega)} \cdot \frac{\partial A_{\text{eff}}(\omega)}{\partial \omega} \right] \quad 2.16$$

Avec $\tau_0 = 1/\omega_0$.

La méthode utilisée pour modéliser la propagation de l'impulsion est la méthode de Fourier à pas divisé, méthode liant le domaine fréquentiel et le domaine temporel. Pour une discrétisation longitudinale dz suffisamment faible comparée à la longueur de propagation, les effets dispersifs et les effets non linéaires peuvent être traités indépendamment au cours de la propagation comme illustrés sur la Figure 7 suivante. Durant une distance $dz/2$, seuls les effets dispersifs sont appliqués à l'impulsion. À la distance $z+dz/2$, l'impact des non-linéarités sur l'impulsion est pris en compte. Les effets dispersifs sont à nouveau appliqués durant une distance $dz/2$ permettant ainsi d'avoir à la distance $z+dz$ l'impulsion les effets dispersifs et les effets non linéaires de manière simultanée.

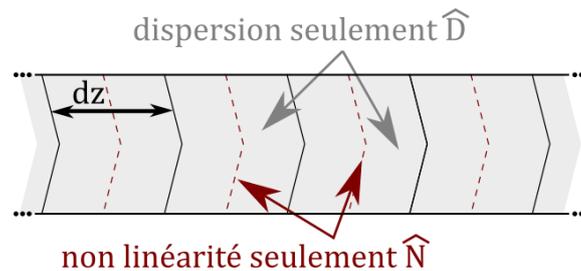


Figure 7 : Illustration de la méthode de Fourier à pas divisé. L'opérateur linéaire \hat{D} relatif à la dispersion est appliqué durant la propagation $[z; z+dz/2[$ et $]z+dz/2; z+dz]$. Tandis que l'opérateur \hat{N} relatif aux effets non linéaires est appliqué en $z=z+dz/2$.

Le passage dans le domaine fréquentiel, par la transformée de Fourier, permet de simplifier les calculs en modifiant les termes de dérivées par rapport au temps $\partial/\partial t$ par de simples multiplications $j\omega$.

La fenêtre temporelle doit être suffisamment large pour contenir l'enveloppe temporelle tout au long de la propagation, sachant que les impulsions ultracourtes dérivent très vite dans le temps à cause de la diffusion Raman stimulée et de la dispersion. Le pas longitudinal dz doit être suffisamment petit pour modéliser avec précision l'interaction entre les non-linéarités et la dispersion.

2.7. Conclusion.

Ce chapitre a mis en lumière les propriétés du régime solitonique qui en font un procédé non linéaire à fort potentiel dans la génération d'impulsions femtosecondes à des longueurs d'onde exotiques. Temporellement la fission solitonique permet la génération d'impulsion femtoseconde provenant d'impulsion proche picoseconde suffisamment énergétique, ce qui

est le cas des sources de type MOFA et CPA. Spectralement l'auto-décalage fréquentiel de soliton décale un soliton fondamental, tout au long de sa propagation dans la fibre, vers de plus hautes longueurs d'onde. Les propriétés spectrales et temporelles du soliton fondamental décalé sont corrélées aux caractéristiques de l'impulsion de la source de pompe et de la fibre optique. L'équation de Schrödinger en régime non linéaire permet une modélisation de la propagation de l'impulsion de pompe dans les fibres afin de déterminer les propriétés des solitons générés. Dans la suite du manuscrit seront présentés nos travaux exploitant l'effet de l'auto-décalage fréquentiel de soliton pour générer des impulsions dont les caractéristiques les placent, pour les sources solitoniques, à l'état de l'art.

Chapitre 3. Génération par effets solitoniques d'impulsions mégawatt dans le moyen-infrarouge dans des fibres à très grande aire modale.

3.1. Introduction.

Les gammes spectrales de $[1,6-1,85] \mu\text{m}$ et $[2,1-2,3] \mu\text{m}$ autorisent de nombreuses applications en physique et en biologie, mais peu des sources simples d'utilisation sont proposées dans la littérature. Nous avons vu dans le Chapitre 1-Figure 1, que ces régions du spectre ne sont peu voire pas couvertes par les ions fluorescents, ce qui suggère d'utiliser des effets de conversion de fréquence non linéaires pour couvrir ces gammes. De plus, les applications visées (microscopie à trois photons, génération d'harmoniques dans les solides) requièrent des puissances crêtes supérieures au mégawatt. Dans ces travaux de thèse nous avons cherché à apporter une solution fibrée basée sur la fission solitonique et le SSFS pour générer des impulsions à forte puissance crête dans les zones spectrales $[1,6-1,85] \mu\text{m}$ et $[2,1-2,3] \mu\text{m}$. L'équation définissant l'énergie d'un soliton $E = (\lambda \cdot A_{\text{eff}} \cdot |\beta_2|) / (2\pi \cdot n_2 \cdot T)$ montre que l'augmentation de l'énergie portée par le soliton nécessite :

- (1) de diminuer l'indice de réfraction non linéaire n_2 du matériau de propagation;
- (2) d'augmenter l'aire effective du mode guidé A_{eff} en concevant des fibres à grande aire modale ;
- (3) d'augmenter le coefficient de dispersion $|\beta_2|$.

3.2. État de l'art des sources d'impulsions MW par effets solitoniques.

3.2.1. Fibre à cœur creux.

Les fibres à cœur creux, dont le guidage est basé sur l'exploitation des propriétés des matériaux à bandes photoniques interdites, permettent d'utiliser des milieux gazeux comme milieu de propagation, offrant ainsi une diminution de l'indice de réfraction non linéaire. Par exemple, l'indice non linéaire de l'air $n_2 = 5,7 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ [Börzsönyi2010] à pression ambiante est très inférieur à celui des matériaux vitreux (mille fois inférieur à celui du verre de silice) et permet théoriquement de générer des solitons fortement énergétiques. De plus, la dispersion dans les fibres à cœur creux est majoritairement due à la contribution du guide permettant ainsi d'obtenir une dispersion anormale sur le bord rouge de la bande de transmission. La majeure partie des résultats de SSFS dans les fibres à cœur creux utilise une source de pompe Ti:saphir ou ytterbium ce qui limite les solitons SSFS à des longueurs d'onde inférieures à $1,5 \mu\text{m}$ [Ouzounov2003, Luan2004, Gérôme2008, Charan2014]. Dans ses travaux, dont les résultats sont représentés Figure 8, Ouzounov *et al.* présentent un soliton unique d'une puissance crête $P_{\text{crête}} = 2,4 \text{ MW}$ et de longueur d'onde centrale accordable $[1,45 ; 1,525 \mu\text{m}]$ généré dans 3 m d'une fibre à cœur creux de seulement $64 \mu\text{m}^2$ d'aire effective emplie d'air pompée par une source laser avec les caractéristiques suivantes : $\lambda_0 = 1,47 \mu\text{m}$, $T_{\text{FWHM}} = 110 \text{ fs}$, Énergie = 900 nJ, $P_{\text{crête}} = 2,4 \text{ MW}$. Dans la suite de ce manuscrit, les caractéristiques des sources SSFS ou des solitons décalés seront présentés

dans le formalisme suivant : longueur d'onde centrale, largeur temporelle à mi-hauteur, énergie, puissance crête, fréquence de répétition.

Le décalage vers de plus hautes longueurs d'onde est limité par la croissance importante de la dispersion avec la longueur d'onde (+20 ps/nm/km en 50 nm) et par les pertes de la fibre (40 dB/km à 1,525 μm).

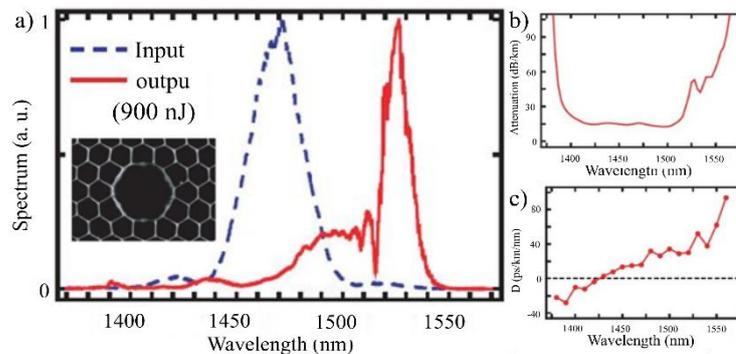


Figure 8 : a) Spectre de soliton décalé (trace rouge) accordable de 1,45 à 1,525 μm de $P_{\text{crête}} = 2,4 \text{ MW}$ en sortie d'une fibre à cœur creux de $64 \mu\text{m}^2$ pompée par une source : 1,47 μm , 110 fs., 900 nJ (trace bleu). b) Atténuation de la fibre et c) dispersion de la fibre à cœur creux de $64 \mu\text{m}^2$ [Ouzounov2003].

À ma connaissance, il n'y a pas de travaux présentant une fission solitonique et SSFS, dans une fibre à cœur creux, au-delà des longueurs d'onde atteintes par Ouzounov *et al.* Cette solution, complexe à mettre en œuvre et qui présente des performances limitées en termes de décalage spectral, n'a pas été retenue.

3.2.2. Fibre à grande aire modale.

Deux familles de guide d'onde à grande aire modale ont été exploitées pour des travaux de SSFS : les guides d'onde microstructurés et les fibres à saut d'indice. Dans les deux cas, le cœur des fibres est réalisé en verre de silice. La maîtrise des procédés de fabrication par dépôt chimique en phase vapeur (Modified Chemical Vapor Deposition, Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition, Outside Vapor Deposition, Vapor Axial Deposition) des verres de silice a permis d'atteindre des pertes records. Hasegawa *et al.* [Hasegawa2016] sont arrivés à des pertes de 0,14 dB/km à 1,5 μm dans des fibres en verre de silice monomodes, soit des pertes uniquement dues à la diffusion Rayleigh [Saito2003]. La maîtrise des procédés de fabrication permet aussi de réaliser des profils d'indices divers et variés permettant par exemple de contrôler les propriétés dispersives des fibres ou de concevoir des fibres à grande aire modale. La dispersion du verre de silice est anormale pour des longueurs d'onde supérieures à $\lambda_0 = 1,27 \mu\text{m}$, ce qui est adéquat pour la génération de solitons à partir de lasers impulsionsnels Erbium (# 1,56 μm) et Thulium (# 1,97 μm). Les défis dans la conception de ces fibres LMA sont la tolérance à la courbure des fibres et la qualité du mode optique propagé.

L'indice non linéaire n_2 des fibres en verre de silice relativement faible, égal à $2,24 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ à 1,55 μm va dans le sens de l'augmentation de l'énergie portée par un soliton.

3.2.2.1. Fibres souples

Avec les fibres à saut d'indice, le principal défi dans l'augmentation de la taille du cœur consiste à conserver une émission monomode. Pour cela, il est nécessaire de diminuer la valeur du saut d'indice, mais cela amène des contraintes dans la conception de la fibre. Avec les techniques actuelles de fabrication de fibre, les différences d'indice réalisables sont de l'ordre de 5×10^{-4} à 1×10^{-3} . Ainsi, les sources d'impulsions solitoniques de haute énergie à base de fibres à saut d'indice sont rares dans la littérature. Les travaux de Kotov *et al.* [Kotov2015a], au sein de l'équipe où mes travaux de thèse ont eu lieu, ont été les travaux précurseurs du SSFS dans des fibres LMA monomodes à saut d'indice. Ils utilisent 7 m d'une fibre monomode de $A_{\text{eff}} = 300 \mu\text{m}^2$ à $1,6 \mu\text{m}$ pompée par une source laser MOFA-Er pour générer des impulsions sur une large bande spectrale de 250 nm. L'aire effective de la fibre permet d'obtenir des impulsions d'une puissance crête limitée à $P_{\text{crête}} = 150 \text{ kW}$. Ces travaux ont contribué à l'étude de l'évolution de la morphologie d'un embryon de drosophile par microscopie à trois photons [Cadroas2017]. L'augmentation de l'aire effective du mode conduit à l'excitation de modes d'ordre élevé.

Le décalage solitonique d'impulsion à forte puissance crête peut être réalisé sur des modes d'ordre élevé afin de profiter d'un facteur $D.A_{\text{eff}}$ plus grand que pour le mode fondamental [Pedersen2012] Zach *et al.* [Zach2015], en utilisant 4,5 m d'une fibre amplificatrice erbium propageant un mode d'ordre élevé unique ($LP_{0,14}$) d'aire effective de $6\,000 \mu\text{m}^2$ pompée par un MOFA-Er, ont réussi à générer des impulsions solitoniques de puissance crête de l'ordre de 1,9 MW entre $1,570 \mu\text{m}$ et $1,62 \mu\text{m}$. La répartition spatiale d'intensité est décrite comme un faisceau faiblement divergent avec des valeurs de $M^2 < 1,3$ pour les deux axes. Le système nécessite un enroulement de la fibre amplificatrice sur un diamètre inférieur à 30 cm et une conversion modale par un réseau à longue période inscrit en entrée pour s'assurer d'un fonctionnement optimal. De plus, leur système ne permet le décalage du soliton que sur une largeur spectrale de 50 nm. Pour les applications en physique et biologie que nous visons, un faisceau gaussien est nécessaire. Il s'agit donc de concevoir des fibres de silice monomodes.

Pour garantir une émission faiblement multimode, les fibres LMA saut d'indice Δn nécessitent un écart indiciel entre le cœur et la gaine très faible, ce qui est responsable d'une ouverture numérique et d'une sensibilité à la courbure très faible. De plus, la fabrication des LMA saut d'indice souffre de la capacité à concevoir le faible Δn et de la capacité à pouvoir le mesurer. Toutes ces aspects concernant les fibres LMA saut d'indice ont fait que les études portant sur la conception de guides d'ondes LMA se sont orientées vers les guides d'onde microstructurés à cœur plein. La topologie d'un guide d'onde microstructuré LMA est un arrangement périodique d'inclusions à bas indice de réfraction dans la gaine entourant une zone privée d'inclusions. Cet ajustement permet un indice de réfraction moyen de la gaine inférieur à celui du cœur et un guidage par réflexion totale interne. Grâce à 1,1 m d'une fibre microstructurée commerciale (Thorlabs, LMA-35 Large Mode Area Photonic Crystal Fiber) d' $A_{\text{eff}} = 530 \mu\text{m}^2$ à $1,55 \mu\text{m}$ pompée par une source laser commerciale PM : $1,55 \mu\text{m}$, 400 fs, 1 MHz (Calmar, FLCPA-01C) Wang *et al.* [Wang2019] ont obtenu des impulsions solitoniques de longueur d'onde centrale accordable entre 1,5 et $2,13 \mu\text{m}$. Les spectres mesurés pour différentes

puissances de pompe injectée, présentés Figure 9 a), permettent de constater l'aspect multi-solitonique de leur source. L'ajustement entre la largeur temporelle de l'impulsion de pompe, la longueur de fibre et les paramètres intrinsèques de la fibre ne permettent pas la génération d'une impulsion unique. De ce fait, l'impulsion la plus décalée ne possède une puissance crête que de l'ordre de 250 kW.

3.2.2.2. Barreau microstructuré à grande aire modale

L'utilisation de barreau microstructuré permet une augmentation significative de l'aire effective et ainsi une meilleure adaptation entre la source et les propriétés intrinsèques de la fibre. Tang *et al.* [Tang2016], grâce à un barreau PM microstructuré commercial d' $A_{\text{eff}} = 2\,400\ \mu\text{m}^2$ à $1,55\ \mu\text{m}$ pompé par une source laser CPA-Er $1,55\ \mu\text{m}$, $550\ \text{fs}$, $1,5\ \text{MHz}$ et une énergie jusqu'à $1,3\ \mu\text{J}$, obtiennent une impulsion solitonique décalée jusqu'à $1,9\ \mu\text{m}$ et de puissance crête de $1,7\ \text{MW}$. Cet article ne présente pas les spectres pour différentes puissances de pompe, mais seulement le spectre de l'impulsion décalée à $1,9\ \mu\text{m}$, représenté Figure 9 b). Les franges sur les spectres attestent de la présence d'un deuxième soliton décalé. Grâce à l'aire effective de $5\,400\ \mu\text{m}^2$ d'un barreau de $37\ \text{cm}$ (NKT Photonics) pompé par une source laser commerciale PM (CALMAR, FLCPA-02CCNU14) $1,55\ \mu\text{m}$, $500\ \text{fs}$, $1,33\ \text{MHz}$ Horton *et al.* [Horton2014] génèrent un soliton unique décalé entre $1,6$ et $1,7\ \mu\text{m}$, Figure 9 c), d'une largeur temporelle proche de $60\ \text{fs}$ et de puissance crête à la sortie du guide d'onde de $3,5\ \text{MW}$. Ce résultat est, à ma connaissance, l'impulsion avec la plus grande puissance crête émise en sortie d'un guide d'onde à cœur plein. Toutefois la qualité de l'impulsion est discutable au vu du spectre mesuré à plus haute énergie.

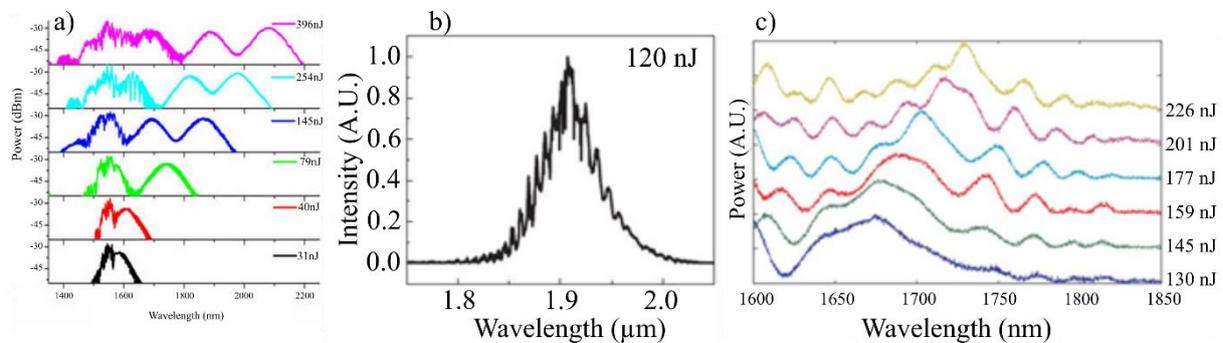


Figure 9 : Résultat de décalage solitonique dans des guides d'onde microstructurés à grande aire modale. Spectre de soliton décalé a) de $250\ \text{kW}$ dans fibre microstructurée d' $A_{\text{eff}} = 530\ \mu\text{m}^2$ pompée par un CPA-Er [Wang2011]; b) de $1,7\ \text{MW}$ dans un barreau PM microstructuré d' $A_{\text{eff}} = 2\,400\ \mu\text{m}^2$ pompé par un CPA-Er [Tang2016]; c) de $3,5\ \text{MW}$ dans un barreau d' $A_{\text{eff}} = 5\,400\ \mu\text{m}^2$ pompé par un CPA-Er [Horton2014].

3.2.3. Conclusions.

Les travaux présentés, sur les sources SSFS, permettent de voir les aires effectives atteignables dans des guides d'ondes, pour une configuration (souple ou barreau) et pour différents milieux de propagation (gazeux ou solide). Les fibres souples microstructurées ou à saut d'indice offrent l'avantage d'être facilement utilisables et elles permettent un déport d'impulsion aisé. Cependant, l'augmentation de l'aire effective au-delà de $500\ \mu\text{m}^2$ augmente de manière critique la sensibilité à la courbure et l'aspect multimodal. L'utilisation de barreau

microstructuré permet de s'affranchir de la contrainte liée à la courbure tout en augmentant l'aire effective jusqu'à $5\,400\ \mu\text{m}^2$, mais complexifie l'utilisation et la conception des sources SSFS.

3.3. Conception, réalisation et caractérisation de fibres Bragg pour la génération d'impulsions MW sub-100 fs dans le moyen-infrarouge.

Je décrirai dans la suite une alternative crédible aux fibres barreaux, les fibres antirésonantes de type Bragg, pour la génération d'impulsions de puissance crête de l'ordre du mégawatt. La théorie de ces fibres antirésonantes et la démarche suivie pour leur conception seront détaillées. L'association des fibres réalisées et des sources de pompe disponibles a permis la création de sources solitoniques générant des impulsions autour de $1,7\ \mu\text{m}$ et autour $2,2\ \mu\text{m}$ avec des puissances crêtes supérieures au mégawatt.

3.3.1. Présentation des fibres antirésonantes Bragg à anneaux concentriques.

L'autre possibilité évoquée réside donc dans l'exploitation des fibres antirésonantes à symétrie circulaire couramment appelées « fibres de Bragg ». Yeh *et al.* [Yeh1976] ont été les premiers à proposer un guide, représenté Figure 10 a), au sein duquel le confinement du champ est assuré par une succession de couches d'indice alternativement haut et bas. Cependant l'indice moyen de la gaine est toujours plus élevé que la zone guidante. Les épaisseurs et indices de ces couches sont choisis pour que le champ soit rapidement évanescent dans la direction transverse au réseau : Ox. Quelques années plus tard, ils proposent la théorie de la fibre de Bragg qui est une extension cylindrique de ce concept [Yeh1978]. Cette fibre, représentée Figure 10 b), est constituée d'un cœur bas indice entouré par une succession d'anneaux d'indice alternativement haut et bas. Les fibres à cœur creux décrites ci-dessus sont elles-mêmes une extrapolation en 2D du concept de fibre de Bragg.

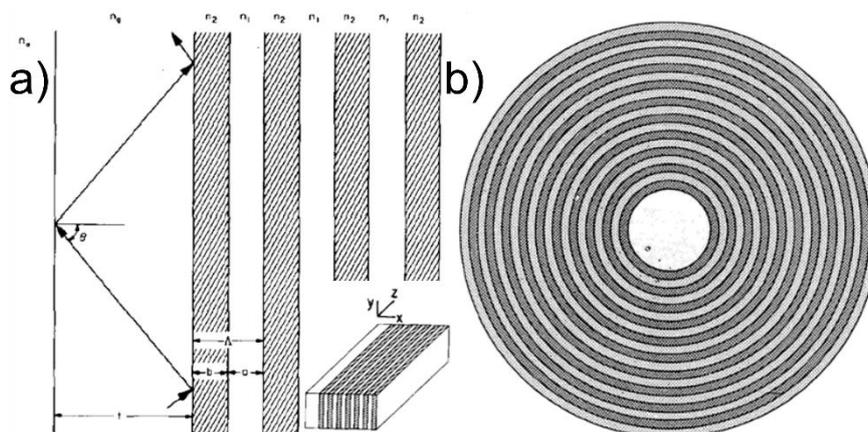


Figure 10 a) Schéma de principe du guide plan de Bragg réalisé par Yeh et al en 1978 [Yeh1976].
b) Schéma de principe d'une section transverse d'une fibre de Bragg [Yeh1978].

Une particularité de ces fibres réside dans la possibilité de concevoir une gaine périodique adaptée pour guider le mode fondamental ou, dis autrement, pour favoriser la propagation du mode fondamental dans un grand cœur. La gaine périodique, par les conditions électromagnétiques qu'elle impose aux champs propagés, contraint les modes d'ordre

supérieur à fuir dans la gaine. C'est cette propriété qui est à l'origine de l'utilisation des fibres de Bragg pour la « sélection » modale [Johnson2001]. La possibilité de réaliser des fibres antirésonantes monomodes à grand cœur de silice avait été démontrée pour la première fois au sein même de l'équipe où j'ai mené ma thèse [Février2003]. Les pertes de propagation de ce type de fibre à grande aire modale ont été ensuite abaissées (de 1000 dB/km à 9 dB/km à 1,55 μm dans une fibre antirésonante d'aire effective de 500 μm^2) grâce à une collaboration entre notre équipe et le FORC en Russie [Février2006]. Des fibres monomodes à grande aire effective certaines dopées Yb^{3+} [Gaponov2010], ainsi que des fibres à maintien de polarisation [Likhachev2009] et des fibres polarisantes [Aleshkina2011] ont été conçues, réalisées et caractérisées en collaboration entre notre équipe et le FORC. Plus récemment, l'équipe a aussi réalisé et caractérisé une fibre de Bragg de diamètre de cœur de 50 μm , qui peut être rendue monomode à 1,86 μm par une injection sélective [Granger2016]. Toutefois, ces fibres n'avaient jamais été utilisées pour la génération non linéaire d'impulsions sub-100 fs. Elles permettent pourtant de propager un mode unique avec une grande qualité spatiale (grâce à la fuite des modes d'ordre élevé dans la gaine) et leur bande spectrale de transmission est assez large pour permettre un SSFS sur plus de 200 nm.

Dans ma thèse, je me suis donc intéressé aux fibres à cœur plein (en silice pure) permettant de générer des impulsions multi-mégawatt à partir de CPA à 1,56 et 1,97 μm développés par la société Novae. Dans la suite de ce manuscrit je présenterai la procédure d'optimisation du profil d'indice de ces fibres et les modélisations réalisées en vue de la propagation d'un mode unique aux longueurs d'onde de ces CPA. Enfin, l'étude expérimentale portant sur le SSFS après propagation dans les fibres de Bragg, issues des modélisations, pompées par les sources CPA sera présentée.

3.3.2. Description du guidage.

Comme évoqué précédemment, le confinement de l'onde électromagnétique dans le guide repose sur le principe d'antirésonance transverse. Une approche basée sur les interféromètres de Fabry-Perot permet d'imager le confinement de champ électromagnétique dans le cœur de la fibre Bragg. Chaque anneau, qu'il soit de haut indice ou de bas indice, peut être assimilé à un interféromètre comme illustré sur la Figure 11. Pour simplifier la suite des explications, nous nous limiterons à une onde monochromatique à λ_0 . Considérons un plot haut indice avec à sa gauche le cœur de la fibre et à sa droite un anneau, tous les deux de bas indice. À λ_0 , les interféromètres formés par les anneaux peuvent être résonnants ou antirésonnants. Physiquement, un anneau résonnant signifie que sa dimension et sa différence d'indice de réfraction permettent l'installation d'un mode dans sa structure. Inversement, un anneau antirésonnant signifie que le mode ne peut pas s'installer dans l'anneau.

Dans le cas où le plot haut indice est résonnant à λ_0 alors le champ incident (surface pointillée) à l'anneau haut indice est transmis. Une partie du champ est confiné dans le plot par les conditions de résonance. La part du champ transmise au travers de l'anneau haut indice peut s'installer ou non dans l'anneau bas indice suivant en fonction des conditions de résonnance

de celui-ci. L'énergie comprise dans le champ se répartit dans le cœur de la fibre et dans la gaine, la part d'énergie dans le cœur est de ce fait fortement réduite.

Dans le cas où l'anneau haut indice est antirésonant à λ_0 alors le champ incident ne peut pas s'établir dans les résonateurs constituant la gaine. La part de champ comprise dans la structure décroît et de ce fait l'énergie comprise dans le champ est confinée dans le cœur de la fibre. Théoriquement, une gaine constituée d'un anneau haut indice et d'un anneau bas indice antirésonant suffit à confiner le champ dans le cœur de la fibre.

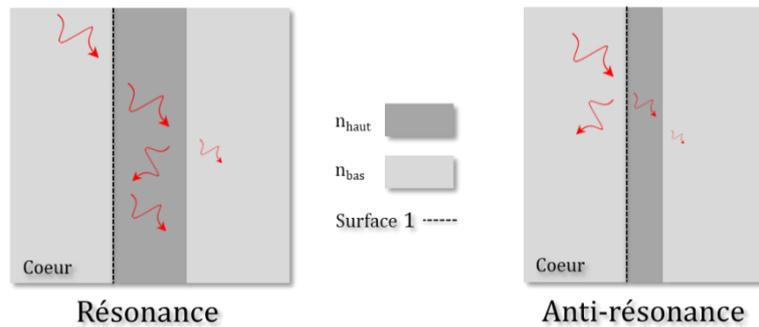


Figure 11 : Représentation schématique du confinement du champ dans une fibre de Bragg par une approche basée sur l'interféromètre de Fabry Pérot.

À présent nous allons présenter la méthode de calcul des dimensions transverses des motifs de la gaine pour permettre un confinement du champ par antirésonance des anneaux haut et bas indice.

3.3.3. Description de la conception numérique du profil d'indice.

La conception du profil d'indice des fibres de Bragg provient de la méthode développée au sein de l'équipe par Marcou *et al.* [Marcou2001]. La méthode définit pas à pas la localisation et la dimension de chaque anneau haut et bas indice. Une transition d'indice bas \rightarrow haut et haut \rightarrow bas respectivement aux zéros et aux maxima de la fonction de Bessel définissant le champ transverse permet d'imposer des conditions d'antirésonances. Ainsi la décroissance du champ dans la gaine optique est maximisée et le champ est confiné dans le cœur de la fibre de Bragg.

Le profil d'indice de réfraction $n(r)$ des fibres Bragg en fonction du rayon r peut être défini de la manière suivante Figure 12 :

$$n(r) = \begin{cases} n_{\text{bas}} & 0 < r < r_{\text{cœur}} = r_1 \\ n_{\text{haut}} & r_1 < r < r_2 \\ n_{\text{bas}} & r_2 < r < r_3 \\ n_{\text{haut}} & r_3 < r < r_4 \\ n_{\text{bas}} & r_4 < r < r_5 \\ n_{\text{haut}} & r_5 < r < r_6 \\ n_{\text{bas}} & r_6 < r < r_7 \\ \dots & \dots \\ \text{etc} & \text{etc} \end{cases} \quad \text{pour} \quad 3.1$$

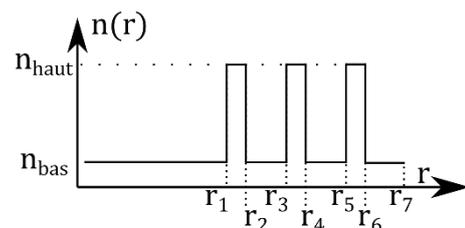
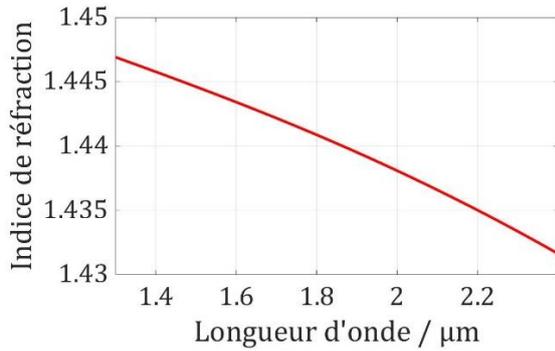


Figure 12 : Expression et représentation du profil d'indice de réfraction $n(r)$ d'une fibre de Bragg.

La méthodologie suivie impose de choisir les indices de réfraction des différents éléments de la fibre à la longueur d'onde de travail λ_0 . Le choix de la différence d'indice de réfraction a été fait en collaboration avec le FORC en Russie afin d'être en accord avec les possibilités qu'offre la technologie MCVD. L'indice de réfraction du cœur $n_{\text{cœur}}$ en SiO_2 représenté Figure 13 est calculé à l'aide de l'équation 3.2 dont les coefficients de Sellmeier sont donnés dans le Tableau 2.



$$n_{\text{matériau}}^2(\lambda) - 1 = \sum_{j=1}^m \frac{A_j \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_j^2} \quad 3.2$$

Tableau 2 : Coefficients de Sellmeier pour la silice pure SiO_2

SiO₂			
i	1	2	3
A_i	0,6961663	0,4079426	0,8974794
λ_i	0,0684043	0,1162414	9,896161

Figure 13 : Dépendance à la longueur d'onde de l'indice de réfraction de la silice calculé grâce aux coefficients de Sellmeier.

Le calcul des dimensions du profil d'indice se fait étape par étape du cœur vers l'extrémité de la gaine et permet de satisfaire les conditions de transitions indicielles. Dans le cœur de la fibre, le champ est résonant et peut s'exprimer $E_z = \|E_z\| \cdot J_0(p_{\text{cœur}} \cdot r)$ où $p_{\text{cœur}}$ représente la constante de propagation transverse dans le cœur. Si l'on fixe le diamètre de cœur, on peut alors déterminer l'indice effectif du mode fondamental n_{eff} du mode.

$$r_{\text{cœur}} = \frac{x_1^0}{p_{\text{cœur}}} = \frac{2,405}{p_{\text{cœur}}} \quad 3.3$$

$$p_{\text{cœur}} = k_0 \sqrt{n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{eff}}^2} \quad 3.4$$

où x_1^0 représente le premier zéro de $J_0(x)$.

Le champ se propageant dans les anneaux haut indice ($r_{\text{cœur}} < r < r_2$) possède une distribution radiale suivant la fonction de Bessel de constante de propagation transverse $p_{\text{haut indice}}$ ($E_z = \|E_z\| \cdot J_0(p_{\text{haut indice}} \cdot r)$). La dimension transverse du premier anneau haut indice d_1^{haut} se détermine après le calcul de la constante transverse $p_{\text{haut indice}}$ grâce aux équations 3.5 et 3.6.

$$p_{\text{haut indice}} = k_0 \sqrt{n_{\text{haut}}^2 - n_{\text{eff}}^2} \quad 3.5$$

$$d_1^{\text{haut}} = r_2 - r_1 = \frac{3,831 - 2,405}{p_{\text{haut indice}}} = \frac{x_1^1 - x_1^0}{p_{\text{haut indice}}} \quad 3.6$$

où x_1^1 représente le premier maxima de de $J_0(x)$.

De la même manière, le champ se propageant dans les anneaux bas indice ($r_2 < r < r_3$) possède une distribution radiale suivant la fonction de Bessel de constante de propagation

transverse $p_{\text{bas indice}}$ ($E_z = \|E_z\| \cdot J_0(p_{\text{bas indice}} \cdot r)$). La dimension transverse du premier anneau bas indice d_1^{bas} se détermine après le calcul de la constante transverse $p_{\text{bas indice}}$ grâce aux équations 3.7 et 3.8 suivantes.

$$p_{\text{bas indice}} = k_0 \sqrt{n_{\text{bas}}^2 - n_{\text{eff}}^2} \quad 3.7$$

$$d_1^{\text{bas}} = r_3 - r_2 = \frac{5,52 - 3,831}{p_{\text{bas indice}}} = \frac{x_2^0 - x_1^1}{p_{\text{bas indice}}} \quad 3.8$$

où x_2^0 représente le deuxième zéro de $J_0(x)$

Les équations de 3.3 à 3.8 permettent de calculer le premier motif de la structure de la gaine de la fibre de Bragg. En suivant ce raisonnement, on peut généraliser les équations précédentes pour le calcul d'une structure de gaine avec N motifs. Les équations 3.9 et 3.10 suivantes permettent de calculer les dimensions du $p^{\text{ème}}$ motif. Les valeurs de x_p et x_{p+1} sont indiquées dans le Tableau 3.

$$d_p^{\text{haut}} = r_{2p} - r_{2p-1} = \frac{x_p^1 - x_p^0}{p_{\text{haut indice}}} \quad 3.9$$

$$d_p^{\text{bas}} = r_{2p+1} - r_{2p} = \frac{x_{p+1}^0 - x_p^1}{p_{\text{bas indice}}} \quad 3.10$$

Tableau 3 : Cinq premiers zéros de la fonction de Bessel $J_0(x)$ et de sa dérivée $J_1(x)$

	$J_0(x)$	$J_1(x)$
x_m^n	$n=0$	$n=1$
m=1	2,4048	3,8317
m=2	5,5201	7,0156
m=3	8,6537	10,1735
m=4	11,7915	13,3237
m=5	14,9309	16,4706

3.3.4. Développement de fibres Bragg VLMA tolérantes à la courbure, pour des applications de SSFS MW autour de 1,7 μm .

La procédure décrite ci-dessus permet de prendre comme hypothèse de départ un rayon de cœur de la fibre de dimension quelconque et d'adapter la gaine au guidage à faible perte de confinement du mode fondamental.

Dans un premier temps sera présentée une étude modale en fonction de la courbure imposée à la fibre LMA Bragg et la démarche suivie pour endiguer l'installation, provoquée par la courbure, du champ dans la gaine. La procédure sera appliquée pour la conception d'une fibre de Bragg de $r_{\text{cœur}} = 40 \mu\text{m}$ pour une bande interdite photonique centrée à 1,7 μm , mais elle est adaptable pour n'importe quelle dimension de cœur de fibre et n'importe quelle longueur d'onde. Dans un second temps, les résultats obtenus grâce aux fibres développées puis fabriquées au FORC et enfin testées à Xlim pour des travaux de SSFS seront présentés.

3.3.4.1. Conception numérique des fibres.

L'application de la méthode présentée précédemment permet d'obtenir les dimensions transverses, Tableau 4, d'un profil d'indice $P_{\text{indice}1}$ d'une fibre de Bragg avec un $r_{\text{cœur}} = 40 \mu\text{m}$. La différence d'indice de réfraction $n_{\text{haut}} - n_{\text{bas}}$ est prise égale à $\Delta n = 0,018$ ce qui correspond à une différence d'indice de réfraction atteignable grâce à un dopage au dioxyde de germanium et par des techniques de fabrication MCVD. La répartition transverse du champ et le profil

d'indice de la fibre sont représentés Figure 14. L'aire effective du mode fondamental est de $2\,397\ \mu\text{m}^2$ à $1,7\ \mu\text{m}$.

Tableau 4 : Épaisseurs des couches d'une fibre antirésonante conçue pour des travaux de SSFS à $1,7\ \mu\text{m}$.

	Dimension / μm
$r_{\text{cœur}}$	40,00
d_1^{haut}	1,68
d_1^{bas}	28,09
d_2^{haut}	1,77
d_2^{bas}	27,17
d_3^{haut}	1,79
d_3^{bas}	26,78

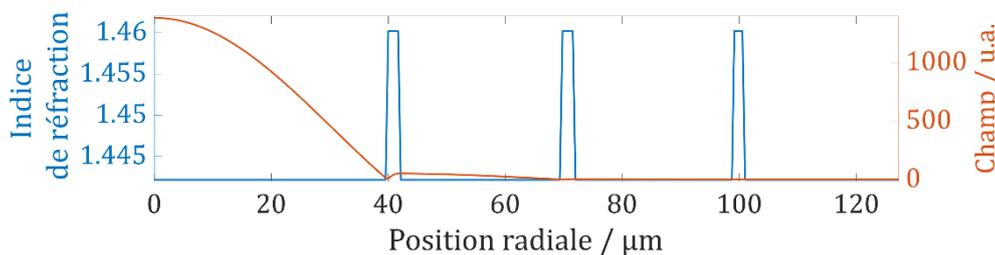


Figure 14 : Distribution radiale d'intensité du champ électrique (courbe orange) confiné dans le cœur d'une fibre de Bragg tendue de $40\ \mu\text{m}$ de diamètre de cœur grâce à son profil d'indice de réfraction (courbe bleue) conçue pour des applications à $1,7\ \mu\text{m}$.

Les fibres conçues ont pour vocation d'être plus tolérantes à la courbure que les fibres à grande aire modale microstructurées. Afin de s'assurer de cela, une étude modale a été réalisée pour différents rayons de courbure à partir du profil d'indice numérique, à l'aide du logiciel Comsol Multiphysics qui utilise la méthode des éléments finis.

Afin de résoudre les équations d'Helmholtz dans le cas d'une fibre courbée, des procédés sont présentés dans la littérature pour transformer la fibre courbée en une fibre tendue dont les propriétés reflètent l'impact de la courbure. Le comportement modal d'une fibre courbée selon un rayon de courbure constant et de longueur quelconque peut être modélisé en modifiant son profil d'indice de réfraction par une transformation conforme. Le rôle de la transformation est de modifier l'indice de réfraction afin de prendre en compte la distance optique supplémentaire que parcourt la lumière à l'extérieur de la courbure comparée à celle à l'intérieur de la courbure. De plus, lors de l'application d'une courbure, le matériau de la fibre à l'intérieur de la courbure est comprimé tandis qu'il est étiré à l'extérieur de la courbure. De cette contrainte sur le matériau naît un effet élasto-optique dans le matériau qui a un effet inverse à celui modélisé par la transformation conforme.

L'impact de la contrainte provenant d'une courbure de rayon ρ est appliqué selon une seule dimension Ox par une modification de l'indice de réfraction suivant l'équation suivante :

$$n'(r) = n(r) \times (1 + \delta n) \quad 3.11$$

Avec $\delta n = r/\rho_{\text{eff}}$, $\rho_{\text{eff}} = 1,23 \times \rho$ dans le cas de la silice et $n(r)$ le profil d'indice de la fibre tendue. En multipliant le rayon de courbure par 1,23 on atténue l'effet du rayon de courbure sur le profil d'indice pour inclure l'impact de l'effet élasto-optique. À titre quantitatif, pour une fibre de rayon de cœur de 40 μm , une courbure sur un rayon de 1 m a pour conséquence un $\delta n = 5 \times 10^{-4}$ en limite du cœur. Ce δn a pour conséquence de décentrer le maximum du champ, d'augmenter l'indice effectif et de réduire l'aire effective.

Le but des modélisations réalisées est de suivre l'évolution de l'indice effectif et de la distribution transverse de champ électrique d'un mode d'aspect gaussien dans fibre de Bragg à laquelle on applique un rayon de courbure de plus en plus petit.

La Figure 15 représente l'évolution de l'indice effectif en fonction du rayon de courbure ainsi que des répartitions spatiales d'intensité pour différents rayons de courbure. Un mode fondamental est déterminé à un rayon de courbure donné. La modélisation suivante recherche, pour un rayon de courbure plus faible, l'indice effectif d'une répartition spatiale d'intensité proche de l'indice effectif de la courbure précédente. Le pas des rayons de courbure est choisi assez petit ($d\rho = 0,02 \text{ cm}$) pour s'assurer de suivre l'évolution d'une répartition spatiale d'intensité gaussienne avec la courbure. Les répartitions spatiales d'intensité sont vérifiées après chaque modélisation afin de s'assurer d'une évolution logique avec la courbure.

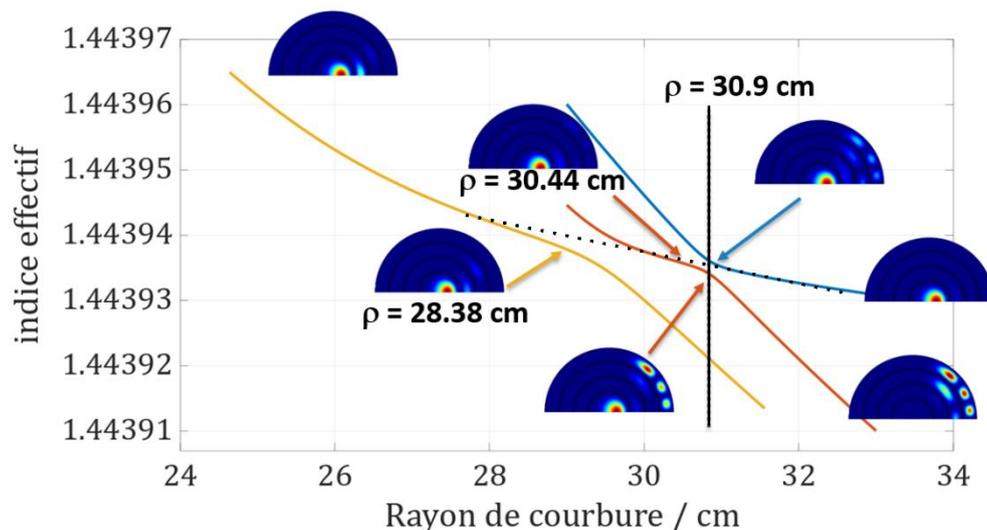


Figure 15 : Évolution de l'indice effectif et des répartitions spatiales d'intensité à allure gaussienne en fonction de la courbure de la fibre de Bragg dont le profil d'indice a été optimisé pour une fibre tendue. Les répartitions spatiales d'intensités sont représentées à différents rayons de courbure.

Pour commencer, l'indice effectif du mode fondamental pour un rayon de courbure de 34 cm est calculé. Via la méthode définie auparavant on obtient la variation de l'indice effectif de cette répartition spatiale d'intensité avec la courbure, représenté par la courbe bleue. La répartition spatiale d'intensité a l'allure d'une gaussienne confinée dans le cœur de la fibre jusqu'à un rayon de courbure critique de 31 cm. À ce rayon critique, on constate une fuite du champ dans la gaine. Le profil d'indice de la fibre tendue a été calculé pour un $r_{\text{cœur}}$ donné fixant ainsi l'indice effectif du mode fondamental. Or la courbure entraîne, comme dit précédemment, une augmentation de l'indice effectif du mode fondamental. Les transitions indicelles ne sont plus

correctement positionnées par rapport à la répartition transverse du champ et les conditions d'antirésonance sont brisées. Cependant, en recherchant les modes de la structure pour $\rho = 31$ cm on constate qu'une autre répartition spatiale d'intensité au caractère gaussien possède un indice effectif satisfaisant l'équation d'Helmholtz. L'évolution de l'indice effectif de cette répartition spatiale est représentée par la courbe rouge. Les conditions d'antirésonance restent satisfaites jusqu'à un rayon de courbure critique de 29 cm. De la même manière que précédemment, à $\rho = 29$ cm on retrouve une autre distribution d'intensité attribuée au mode fondamental. On retrouve alors un nouvel indice effectif (courbe orange) avec un champ confiné dans la gaine. Ces observations continuent pour des rayons de courbure plus petits, mais ne sont pas représentées sur la figure par souci de lisibilité. L'indice effectif du mode fondamental semble suivre la ligne en pointillé, mais subit des couplages avec des modes de gaine à fortes pertes de confinement pour certains rayons de courbure. On conclut de cette étude que la fibre conçue avec la procédure décrite précédemment sera très sensible aux courbures, quel que soit le rayon de courbure appliqué.

La répartition transverse du champ dans le cas d'une fibre courbée sur un rayon de seulement de 1 m est représenté Figure 16. Le profil d'indice de la fibre modifié par la courbure ne permet plus de satisfaire les conditions d'antirésonance. De ce fait, le champ peut s'installer dans les anneaux bas indice. Les travaux de Vogel *et al.* [Vogel2008] présentent comme solution à ce problème de sensibilité à la courbure des fibres Bragg, de réduire la dimension transverse des anneaux bas indice. Cependant, le raisonnement suivi pour arriver à cette solution est purement empirique et ne présente pas de justification. Dans le prochain paragraphe sera décrit le raisonnement suivi pour satisfaire les conditions d'antirésonance dans le cas d'une fibre courbée jusqu'à un rayon de courbure de 15 cm.

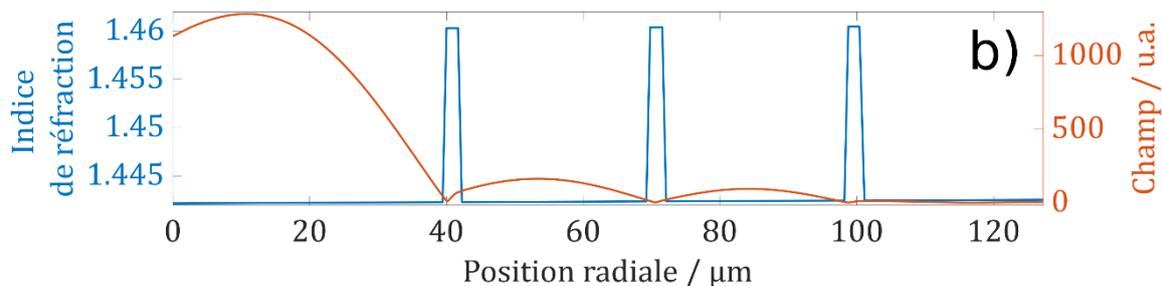


Figure 16 : Distribution radiale d'intensité du champ électrique (courbe orange) dans le cœur d'une fibre de Bragg courbée sur un rayon d'1 m. Le champ électrique peut s'établir (résonner) dans la gaine en raison du profil d'indice de réfraction (courbe bleue) optimisé pour une fibre tendue. $\Phi_{\text{cœur fibre}} = 40 \mu\text{m}$

La modification des valeurs d'indice de réfraction subit par $P_{\text{indice}1}$ en raison d'un rayon de courbure de $\rho = 15$ cm est représentée Figure 17. Ce profil d'indice sera appelé $P_{\text{indice courbée}1}$

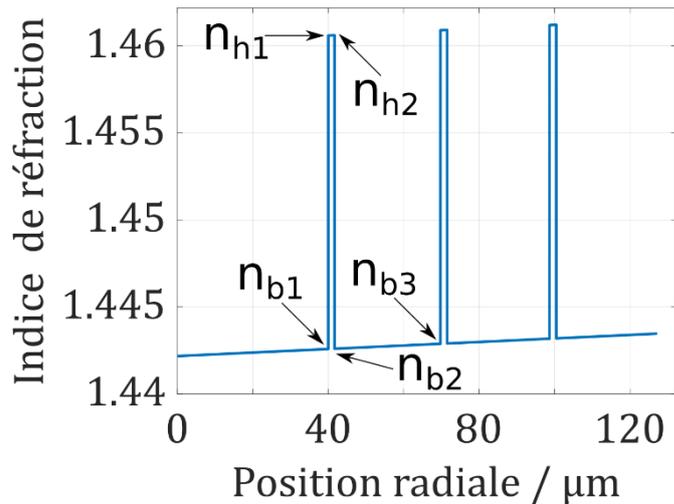


Figure 17 : Profil d'indice de réfraction modifié d'une fibre de Bragg pour modéliser l'impact d'un rayon de courbure de 15 cm.

Si les transitions indicielles du $P_{\text{indice}} 1$ permettaient de satisfaire les conditions d'antirésonance dans le cas d'une fibre courbée alors l'indice effectif du mode fondamental confiné dans le cœur serait compris entre n_{eff} et $n_{\text{eff}2}$ où :

- $n_{\text{eff}} = 1,44208$ l'indice effectif du mode dans le cas d'un profil antirésonant pour une fibre tendue.
- $n_{\text{eff}2} = \sqrt{(n_{b1}^2 - (2,405 / (k_0 \cdot r_{\text{cœur}}))^2)} = 1,44247$ (Equation 3.4) avec n_{b1} l'indice de réfraction juste avant la première transition bas=>haut indice en limite du cœur de la fibre courbée.

La théorie du guidage dans les fibres de Bragg permet d'étudier les motifs structurant la gaine indépendamment. Dans un premier temps, le premier anneau haut indice et le premier anneau bas indice vont être étudiés dans l'objectif de retrouver les conditions satisfaisant l'antirésonance de ce premier motif et donc le confinement du champ dans le cœur.

Considérons le cas du premier anneau haut indice de $P_{\text{indice courbée}} 1$. L'indice de réfraction n_{h1} est supérieur de $3,9 \cdot 10^{-4}$ à son équivalent pour une fibre tendue. Le calcul, grâce aux équations 3.5 et 3.6, de la nouvelle dimension transverse du premier anneau haut indice pour une fibre courbée donne pour n_{eff} et $n_{\text{eff}2}$ respectivement 1,665 et 1,683 μm . Pour rappel la dimension du premier anneau haut indice pour une fibre tendue est de 1,683 μm . L'indice effectif du mode fondamental se trouvant entre n_{eff} et $n_{\text{eff}2}$, la dimension transverse du premier anneau haut indice est situé entre 1,665 et 1,683 μm . L'épaisseur optimale du premier anneau haut indice est donc très peu impactée par la courbure. Numériquement il est possible de modifier la dimension transverse pour une valeur médiane. Cependant, les procédés de fabrication et les moyens de contrôle (mesure de profil d'indice par réfractométrie) ne permettent pas d'assurer un contrôle si précis de la dimension transverse de l'anneau haut indice. Ce premier anneau est proche du cœur et de faible dimension, l'augmentation de l'indice effectif en raison de la courbure a très peu d'impact.

Les équations 3.7 et 3.8 permettent de calculer l'épaisseur optimale du premier anneau bas indice. Pour une fibre tendue l'indice de réfraction est constant et égal à l'indice de réfraction du cœur de la fibre ($n = 1,44217$) cependant ce n'est pas le cas d'une fibre courbée. L'indice croît linéairement de $n_{b2} = 1,44257$ à $n_{b3} = 1,44284$ à cause de la courbure ($\rho = 15$ cm) sur toute sa dimension transverse ($28,08 \mu\text{m}$). Le calcul avec n_{b2} risque de donner une dimension trop grande permettant donc au champ de s'installer. Inversement le calcul avec n_{b3} risque de donner une dimension trop petite, le champ ne pourra pas s'installer, mais la décroissance du champ ne sera pas optimale. Les valeurs possibles pour la dimension transverse $d_{1\text{bas}}$ sont répertoriées dans le Tableau 5.

Tableau 5 : Ensemble des valeurs possibles pour la dimension transverse du premier anneau bas indice de la gaine pour satisfaire les conditions d'antirésonance d'une fibre Bragg courbée $\rho = 15$ cm

$d_{1\text{bas}}$	$n_{b2} = 1,44257$	$n_{b3} = 1,44284$
$n_{\text{eff}} = 1,44208$	12,12	9,74
$n_{\text{eff}2} = 1,44247$	25,88	13,83

Les modélisations de répartition spatiale du champ ont été refaites avec le $P_{\text{indice}1}$ modifié avec les dimensions transverses de l'anneau bas indice recalculé. Avec une dimension d'anneau bas indice de $25,88 \mu\text{m}$ le rayon de courbure critique est repoussé jusqu'à 25 cm. Pour un $\rho = 15$ cm avec $10 \mu\text{m}$ de dimension transverse d'anneau bas indice, proche des trois autres dimensions transverses calculées, la modélisation donne une répartition du champ, représentée Figure 18 a). La réduction de la dimension du premier anneau bas indice empêche le champ de s'installer dans celui-ci. De ce fait le premier motif de la structure de la gaine provoque une décroissance rapide du champ qui ne s'installe pas dans le reste de la structure. Cependant pour $\rho = 20$ cm, représenté Figure 18 b), le premier motif n'est plus en antirésonance parfaite. La décroissance du champ par le premier motif est moins importante et le champ arrive à fuir dans la gaine et peut s'installer dans le deuxième et le troisième motif.

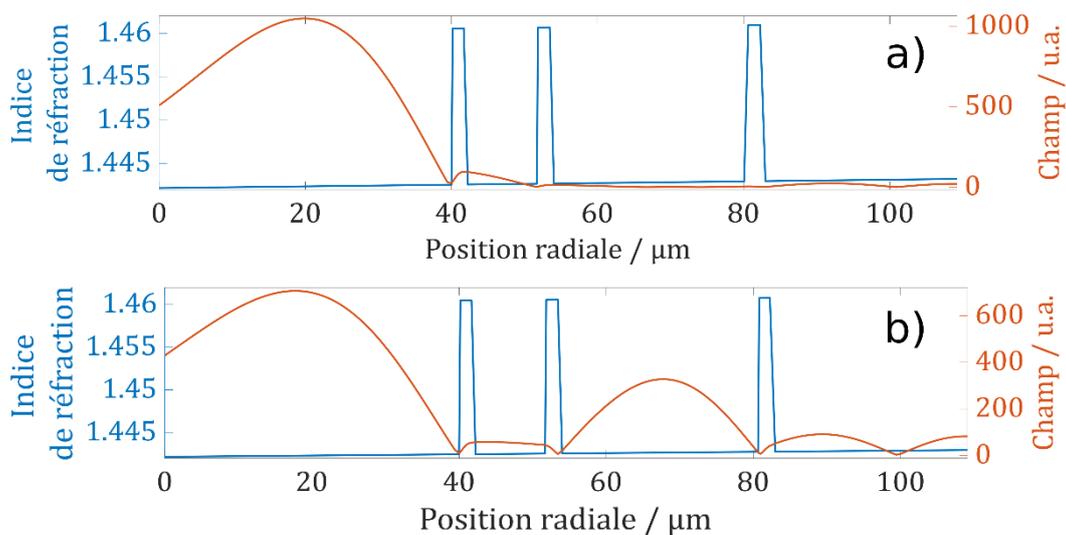


Figure 18 : Répartition transverse du champ électrique dans une fibre de Bragg courbée sur un rayon de a) 15 cm et b) 20 cm dont le premier anneau bas indice a été modifié pour permettre des conditions d'antirésonance du champ dans le cas d'un rayon de de courbure de $\rho = 15$ cm.

Un profil d'indice de fibre de Bragg, permettant de conserver les conditions d'antirésonance **jusqu'à** un rayon de courbure de 15 cm, est déterminé en suivant le même raisonnement que pour le premier motif, mais pour le deuxième et le troisième motif de la structure de la gaine. Les dimensions des anneaux bas indice sont fixées à 10 μm tandis que les dimensions des anneaux haut indice sont conservées identiques à ceux du $P_{\text{indice}1}$ calculé pour une fibre tendue. La répartition spatiale du champ avec $\rho = 20$ cm représentée Figure 19 atteste du confinement du champ dans la gaine et de l'antirésonance des motifs de la structure.

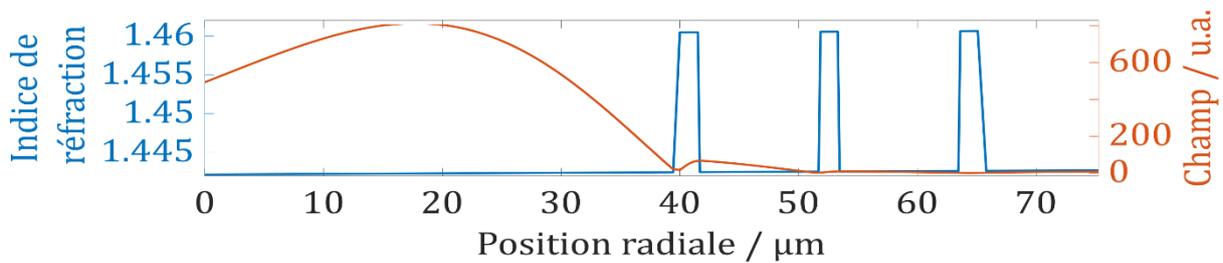


Figure 19 : Répartition transverse du champ électrique dans une fibre de Bragg courbée sur un rayon de 20 cm dont les motifs de la gaine ont été modifiés pour permettre des conditions d'antirésonance lors qu'une courbure est appliquée sur la fibre.

L'évolution de la répartition spatiale d'intensité et l'évolution de l'indice effectif avec la courbure, représentées Figure 20 , sont réalisées avec le profil d'indice de réfraction limitant la sensibilité à la courbure. La diminution des dimensions des anneaux bas indice permet de conserver les conditions d'antirésonance, comme l'atteste la répartition spatiale d'intensité, et ce pour des rayons de courbure allant de 35 à 15 cm.

Un calcul sur la part de champ présent dans le cœur comparé au champ dans l'ensemble de la structure avec $P_{\text{indice}1}$ donnait des résultats au maximum de 93 % et chutait jusqu'à 50 % au rayon de courbure critique. La réduction des dimensions des anneaux bas indice à une valeur de 10 μm permet de conserver la part de champ dans le cœur à 99 % jusqu'à $\rho = 14,5$ cm. Au-delà on constate que le champ s'installe dans le troisième anneau bas indice ce qui se traduit par une fuite du champ dans le polymère entourant la gaine. La modification de la dimension transverse des anneaux bas indice permet donc théoriquement l'utilisation des fibres de Bragg à très grande aire modale jusqu'à un rayon de courbure de fibre d'environ 15 cm.

La décentralisation du mode fondamental est visible par la croissance de l'aire effective avec le rayon de courbure. Plus le rayon est faible, plus la fibre est courbée et plus l'aire effective diminue. L'aire effective varie de 2 000 à 1 453 μm^2 pour des rayons de courbure allant de 35 à 14 cm. Une telle aire effective permet de définir la fibre de Bragg modélisée comme une fibre à très grande aire modale.

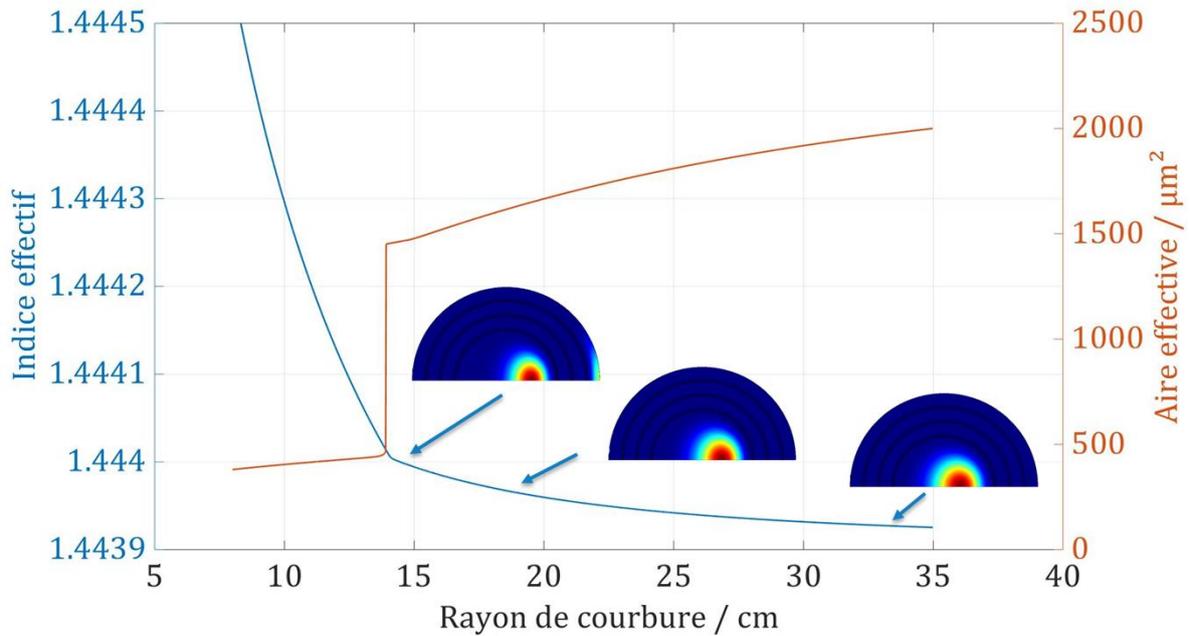


Figure 20 : Évolution de l'indice effectif des répartitions spatiales d'intensité à allure gaussienne (courbe bleue) en fonction de la courbure de la fibre de Bragg au profil d'indice optimisé pour permettre le confinement du champ à faible rayon de courbure. Évolution de l'aire effective du mode gaussien de la fibre de Bragg avec le rayon de courbure.

Les conditions électromagnétiques imposées sont calculées via les composantes transverses du mode fondamental, provoquant ainsi une fuite des modes d'ordre élevé dans la gaine. Comme évoqué auparavant, une injection sélective permet expérimentalement de transférer la majorité de l'énergie au mode fondamental d'une fibre de Bragg. De plus, le décalage solitonique s'effectue sur un mode possédant assez d'énergie pour exacerber la diffusion Raman stimulée. Ces propriétés permettent de s'affranchir d'une étude des modes d'ordre supérieur et se concentrer sur le mode fondamental.

Pour conclure le profil d'indice de réfraction d'une fibre de Bragg de $r_{\text{cœur}} = 40 \mu\text{m}$ à bande photonique centrée à $1,7 \mu\text{m}$ a été optimisé afin d'en réduire la sensibilité à la courbure. Le profil d'indice de réfraction initial a été élaboré en se basant sur des travaux réalisés au sein de l'équipe. Cependant, cette méthode ne permet pas la réalisation de fibre à grande aire modale peu sensible à la courbure et le champ fuit dans la structure dans la gaine pour des rayons de courbure inférieurs à 35 cm. Via une analyse de la répartition du champ dans la structure de la fibre, une méthode a été développée pour calculer les dimensions transverses, répertoriées dans le Tableau 6, d'un profil d'indice d'une fibre VLMA plus tolérante aux courbures. Une diminution des dimensions des anneaux bas indice permet de conserver les conditions d'antirésonance jusqu'à des rayons de courbure d'environ 15 cm. Numériquement, le profil d'indice de fibre de Bragg ainsi développé possède une aire effective supérieure à $1\,300 \mu\text{m}^2$ et garantit que 99 % de l'ensemble du champ soit compris dans le cœur de la fibre.

Tableau 6 : Dimension transverse des composantes de la fibre de Bragg, peu sensible à la courbure, conçue numériquement pour des travaux de SSFS à 1,7 μm .

Δn	0,018
	Dimension / μm
Rayon de cœur	40
d_1^{haut}	1.68
d_2^{haut}	1.76
d_3^{haut}	1.79
d^{bas}	10

3.3.4.2. Génération d'impulsions MW sub-100 fs à 1,7 μm .

3.3.4.2.1. Présentation du système expérimental.

La fibre de Bragg fabriquée par la technique MCVD par le laboratoire Dianov Fiber Optical Research Center en Russie (FORC) est basée sur le profil développé numériquement pour des travaux de SSFS à 1,7 μm . Le profil de la fibre a été mesuré par le FORC. Le profil d'indice mesuré et les dimensions transverses des anneaux haut et bas indices sont représentés Figure 21. Le diamètre du cœur de la fibre mesuré est de 77 μm . Dans la suite de ce manuscrit la fibre de Bragg sera dénommée BF77^{1,7 μm} . La différence d'indice entre le cœur et les anneaux haut indice est supérieure à 25×10^{-3} . La dispersion et l'aire effective ont été calculées dans le cas d'une fibre sans contrainte pour le profil d'indice mesuré, Figure 21. L'aire effective vaut 3 130 μm^2 et la dispersion 21,57 ps/nm/km à 1,56 μm .

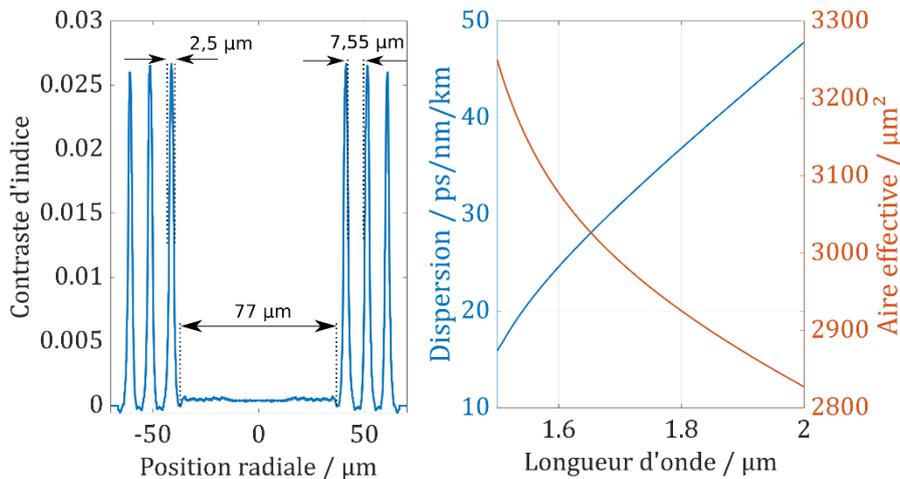


Figure 21 : Profil d'indice de réfraction, dispersion (courbe bleue) et aire effective du mode fondamental (courbe orange) de la fibre de Bragg de diamètre de cœur 77 μm optimisée pour des travaux à 1,7 μm , fabriquée au Fiber Optics Research Center.

J'ai ensuite modélisé la propagation d'impulsions dans la fibre fabriquée à l'aide d'un outil de simulation résolvant l'équation de Schrödinger non linéaire et prenant en compte les paramètres réalistes de la fibre ainsi que les paramètres de la pompe. La source laser de pompe utilisée dans le cadre de nos travaux est un système CPA-Er développé spécifiquement par l'entreprise Novae pour la génération d'impulsions sub-100 fs MW (pour la microscopie multi-photonique). Le schéma du laser est représenté sur la Figure 22.

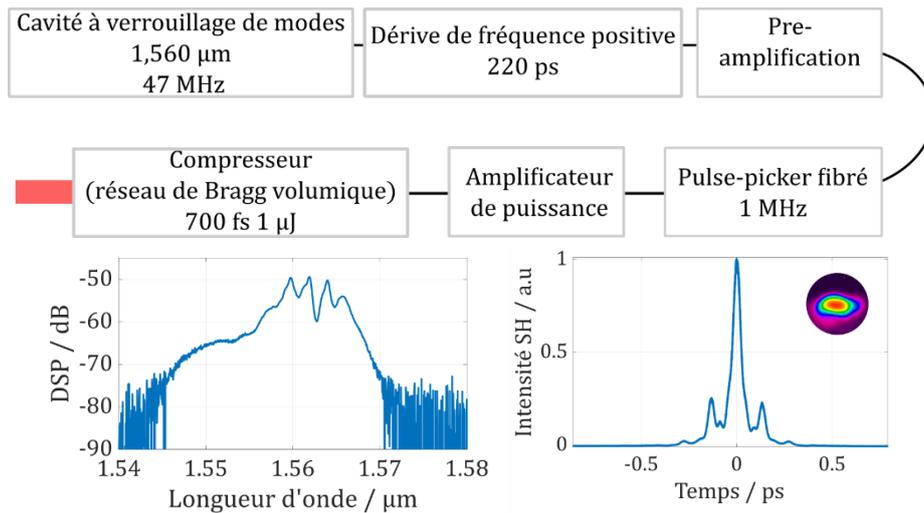


Figure 22 : Schéma de la source de pompe de type CPA-Er développé par l'entreprise Novae. Caractéristiques : 1,56 μm, 700 fs, 1 μJ, 1 MHz. Spectre de sortie trace d'autocorrélation et répartition spatiale d'intensité de la source.

La source se compose d'une cavité à verrouillage de modes à 1,56 μm suivie d'un étage de préamplification. Un étireur permet d'obtenir des impulsions de largeur temporelle 220 ps. Un sélecteur d'impulsions permet de réduire la fréquence de répétition à 1 MHz. Un amplificateur de puissance permet d'augmenter l'énergie des impulsions au-delà d'1 μJ. Finalement, un réseau de Bragg en volume permet en sortie de la source laser de compresser les impulsions préalablement étirées. L'ensemble délivre un train à 1 MHz d'impulsions 1 μJ de durée 700 fs à 1,56 μm. Le spectre, la trace d'autocorrélation et la répartition spatiale d'intensité de la source de pompe sont représentés Figure 22.

Au cours de la propagation dans 2 m de fibre, l'enveloppe spectrale et l'enveloppe temporelle d'une impulsion avec les propriétés identiques à la source laser CPA-Er, à l'exception de la puissance, subissent les évolutions modélisées Figure 23. Les pertes de la fibre ne sont pas prises en compte dans cette modélisation, cependant la moitié de l'énergie de la source est suffisante pour générer un soliton décalé. La source et la fibre possèdent des propriétés combinées adaptées pour la génération d'un soliton décalé à [1,6 ; 1,8] μm.

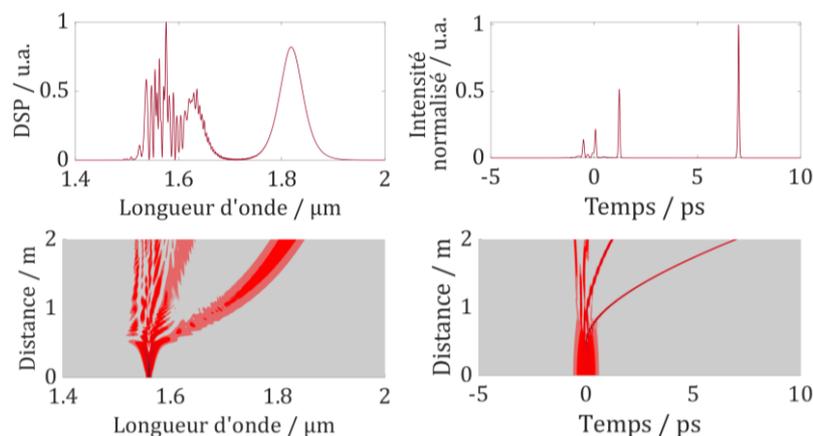


Figure 23 : Résultats de simulation de l'évolution spectrale et de l'évolution temporelle d'un soliton (paramètre à l'injection : 1,56 μm, 700 fs, 0,5 μJ, 1 MHz). Propagation dans 2 m de fibre Bragg de diamètre de cœur 77 μm. Profil spectral et temporel après 2 m de propagation.

Le montage expérimental représenté ci-dessous Figure 24 permet de générer par effet solitonique dans la BF77^{1,7} μm des impulsions dans la gamme 1,6 – 1,8 μm .

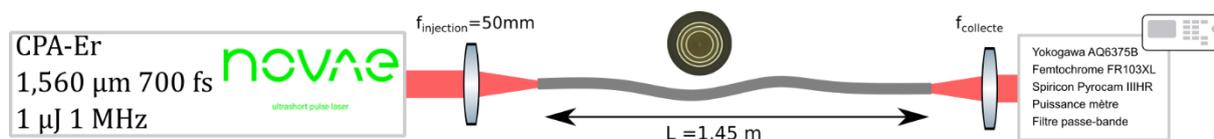


Figure 24 : Montage expérimental pour la génération d'impulsion solitonique dans la gamme 1,6 – 1,8 μm par effet solitonique dans 1,45 m de fibre Bragg de 77 μm de cœur pompé par une source de pompe CPA-Er de l'entreprise Novae.

3.3.4.2.2. Résultats expérimentaux

Dans un premier temps, la totalité de la puissance du laser de pompe est injectée dans une longueur de fibre de Bragg $L = 1,45$ m par le biais d'une lentille de focale $f_{\text{injection}} = 50$ mm. Le choix de la lentille d'injection est critique pour injecter le faisceau exclusivement dans le cœur de la fibre. Le spectre et la répartition spatiale d'intensité mesurés avec toute la puissance injectée sont représentés Figure 25 (courbe bleue : l'ensemble des longueurs d'onde ; courbe orange : filtré). Les filtres utilisés sont F1 un passe-haut ($\lambda_{\text{coupure}} = 1,56$ μm , transmission = 95%) et F2 un passe-bande (1,65 - 1,85 μm , transmission = 60%). Les spectres sur l'ensemble des longueurs d'onde sont représentés en dB. Un zoom est réalisé en linéaire pour distinguer les deux solitons éjectés.

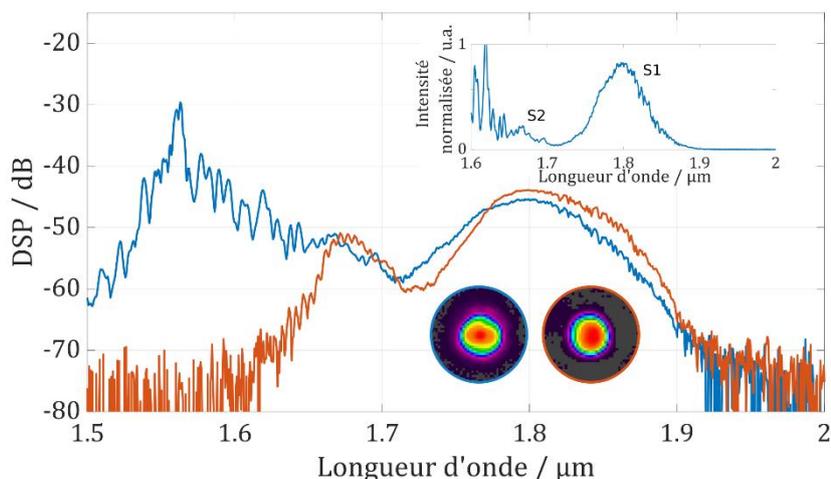


Figure 25 : Profil spectral, en dB et en linéaire, mesuré sans filtre (courbe bleue) et avec filtre passe-bande (courbe orange) à la sortie de 1,45 m de fibre de Bragg de 77 μm de diamètre de cœur pompée à 1,56 μm , 700 fs, 1 μJ , 1 MHz. Insert : répartitions spatiales d'intensité mesurées sans filtre (cercle bleu) et avec filtre passe-bande (cercle orange). Paramètres des filtres : passe-bande 1,65 - 1,85 μm et passe-haut 1,56 μm .

La répartition spatiale d'intensité mesurée sur l'ensemble du spectre (cercle bleu) atteste du confinement d'un faisceau gaussien dans le cœur de la fibre Bragg ainsi que du choix optimal de la lentille d'injection. Aucun anneau haut indice n'est éclairé. La fibre, modélisée et fabriquée, respecte les conditions électromagnétiques permettant la fuite des modes supérieurs dans la gaine optique. Le zoom sur la mesure spectrale, représentée en haut à droite en linéaire, permet de distinguer deux solitons centrés à 1,65 (S2) et 1,8 μm (S1). La

répartition spatiale d'intensité mesurée avec F1 et F2 (cercle orange) permet d'attester d'une propagation monomode du soliton décalé. La réduction de la dimension transverse des anneaux constituant la gaine a permis de rendre moins sensible la fibre aux courbures et permet de conserver le confinement du mode fondamental et la fuite des modes d'ordres supérieurs. Cependant, on constate que le mode fondamental n'est pas au centre du cœur de la fibre en raison de la courbure de la fibre.

Après fission, le soliton sous l'effet de la susceptibilité Raman se décale vers de plus hautes longueurs d'onde tout en conservant un aspect monomode transverse. La propagation de soliton monomode dans des fibres multimodes a fait l'objet d'études présentées dans la littérature [Renninger2013, Jossent2016].

Les mesures de puissance moyenne sont résumées dans le Tableau 7. Le coefficient d'injection dans la fibre LMA Bragg est supérieur à 80 %. La puissance mesurée avec le filtre F1 et F2 et un calcul graphique de l'aire sous l'approximation par une sécante hyperbolique carrée du soliton permettent de déterminer une puissance de 84.4 mW comprise dans l'impulsion à 1,8 μm soit une énergie de 84 nJ. La répartition spatiale d'intensité permet d'attester que la puissance mesurée provient du faisceau se propageant dans le cœur et non d'un signal se propageant dans la gaine. En considérant l'impulsion en limite de Fourier sa largeur spectrale 73 nm permet de déterminer une largeur temporelle à mi-hauteur de 50 fs soit une puissance crête après éléments optiques de 1,6 MW.

Tableau 7 : Valeurs des puissances moyennes de spectres représentés Figure 25 et description de la technique de mesure utilisée

Puissance	Valeur / mW	Technique de mesure
Avant injection	907	-
Sortie spectre bleu	767	Fibre directement dans le mesureur de puissance
Sortie spectre orange	95	Lentille de collimation et filtres passe-bande

Ce premier résultat prouve la capacité de générer avec une source CPA-Er une impulsion sub-100 fs dans la gamme spectrale s'étendant entre la section d'émission de l'erbium (1,56 μm) et celle du thulium (1,97 μm). En supposant l'impulsion FT, la puissance crête de l'impulsion générée est supérieure au MW après le jeu de lentille et filtre. Cependant on constate qu'avec l'intégralité de la puissance injectée l'impulsion pompe fissionne en deux solitons. Le deuxième soliton par l'auto-décalage fréquentiel est centré autour de 1,6 μm en sortie de fibre.

Le système expérimental, Figure 24, permettant la génération simultanée de solitons à 1,8 et à 1,6 μm peut être aisément adapté afin de ne générer qu'une seule impulsion. D'après les propriétés du SSFS et de la fission solitonique développées dans le Chapitre 2, une diminution de la puissance de pompe permet une fission solitonique à une distance plus grande dans la fibre et une largeur temporelle à la fission plus grande. La largeur temporelle plus grande provoque un taux fréquentiel de décalage moins important. De ces faits, après propagation dans la même longueur de fibre Bragg BF77^{1,7 μm} le spectre en sortie de fibre affichera des

solitons décalés centrés à de plus basses longueurs d'onde. Le système expérimental est modifié avec l'ajout d'un atténuateur de puissance variable. Pour une puissance avant lentille d'injection de 415,2 mW on mesure une puissance sur tout le spectre en sortie de fibre de Bragg (courbe bleue) de 332,1 mW. Avec cette puissance injectée dans la fibre BF77^{1,7} μm, le soliton est décalé à 1,694 μm et possède une largeur spectrale 47 nm, comme l'atteste le spectre mesuré et représenté sur la Figure 26.

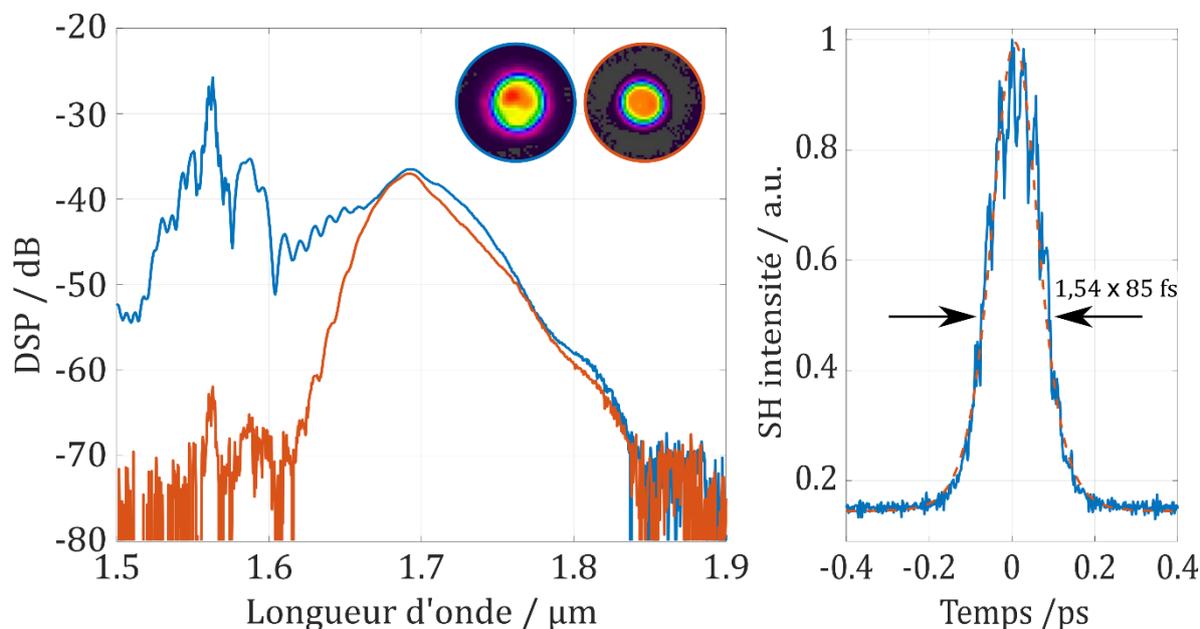


Figure 26 : Profil spectral expérimental en dB, mesuré sans filtre (courbe bleue) et avec filtre passe-bande (courbe orange) à la sortie de 1,45 m de fibre de Bragg de 77 μm de diamètre de cœur pompé à 1,56 μm, 700 fs, 0,415 μJ, 1 MHz. Trace d'autocorrélation du soliton décalé à 1,7 μm.

Insert : répartitions spatiales d'intensité mesurées sans filtre (cercle bleu) et avec filtre passe-bande (cercle orange). Paramètre du filtre passe-bande 1,65 - 1,85 μm

La puissance contenue dans le spectre filtré (courbe orange) mesurée avec le filtre F2 est de $P_{\text{moy}}=70$ mW ce qui correspond, pour une fréquence de répétition de 1 MHz, à une énergie de 70 nJ. La répartition spatiale d'intensité filtrée (cercle orange) atteste que la puissance mesurée provient du champ confiné dans le cœur de la fibre. Afin de connaître les puissances moyennes directement en sortie de fibre, on applique les transmissions de la lentille de collimation (#90%) et du filtre (#60%) ; on obtient ainsi une puissance moyenne de $P_{\text{moy}}=105$ mW. On en déduit alors une énergie de $E = 110$ nJ. On constate grâce à la mesure de la répartition spatiale d'intensité que le soliton se propage de façon monomode.

Une mesure temporelle du soliton centré à 1,692 μm a été réalisée, la trace d'autocorrélation représentée Figure 26 permet de déterminer une largeur temporelle à mi-hauteur de $T_{\text{FWHM}} = 85$ fs. La largeur temporelle mesurée est plus grande que la largeur temporelle FT de 64 fs d'une impulsion de largeur spectrale 47 nm centrée à 1,692 μm. Après fission, le soliton subit la dispersion et acquiert une dérive de fréquence temporelle expliquant la largeur temporelle supérieure à celle attendue pour une impulsion en limite de Fourier. La dispersion à 1,56 μm, longueur d'onde à laquelle est créé le soliton fondamental, est de 21,57 ps/nm/km et croit jusqu'à 31,03 ps/nm/km à 1,7 μm.

Grâce à la largeur temporelle à mi-hauteur mesurée et aux énergies mesurées (70 nJ), on peut déduire une puissance crête après lentille et filtre de 0,8 MW. La largeur temporelle à mi-hauteur mesurée et les énergies calculées, avec les transmissions des éléments optiques, permettent quant à elles de déterminer une puissance crête en sortie de fibre de 1,30 MW. Pour résumer, le soliton décalé dans 1,45 m de fibre BF77^{1,7} μm possède les caractéristiques suivantes : **1,692 μm, 85 fs, 110 nJ, 1,3 MW, 1 MHz**.

La modélisation (courbe rouge), représentée Figure 27, de la propagation de l'enveloppe temporelle et de l'enveloppe spectrale d'une impulsion aux propriétés suivantes : 1,56 μm, 700 fs, 230 nJ, 1 MHz, 230 mW permet d'obtenir un soliton décalé, après 1,45 m de propagation dans une fibre de Bragg, aux propriétés suivantes : 1,695 μm, 68 fs, 113,7 nJ, 1,65 MW, 1 MHz. Les propriétés de la fibre de Bragg sont en bon accord quantitatif avec celles calculées grâce au profil d'indice mesuré de la BF77^{1,7} μm. Le spectre expérimental linéaire (courbe bleue) se superpose bien avec les résultats de modélisation de l'enveloppe spectrale après propagation dans la fibre.

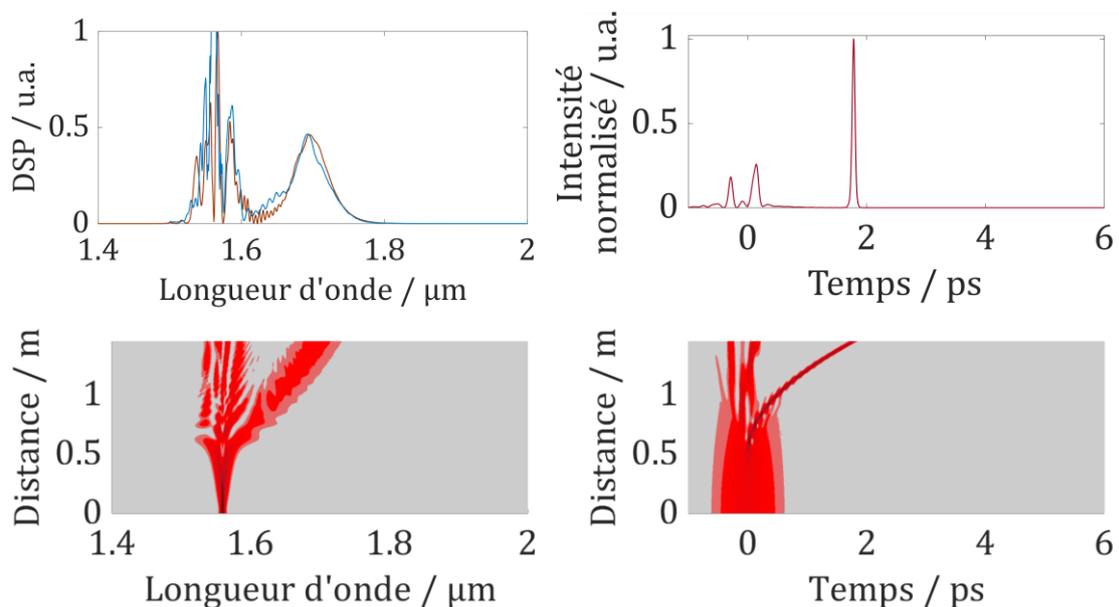


Figure 27 : Résultats de simulation de l'évolution spectrale et de l'évolution temporelle d'un soliton (paramètre à l'injection : 1,56 μm, 700 fs, 230 nJ, 1 MHz). Propagation dans 1,45 m de fibre Bragg de diamètre de cœur 77 μm. Profil temporel, spectral numérique (courbe orange) et spectral expérimental (courbe bleue) après 1,45 m de propagation

Les caractéristiques numériques et expérimentales des solitons en sortie de fibre diffèrent temporellement provoquant des puissances crêtes différentes bien que les énergies soient très proches. Cependant on constate que numériquement la valeur de puissance moyenne 230 mW nécessaire pour décaler un soliton à 1,7 μm est inférieure à la puissance de 332 mW relevée en sortie de la fibre sur l'ensemble du spectre. La puissance mesurée sur l'ensemble du spectre est réalisée en glissant la fibre dans le mesureur de puissance, conduisant à une mesure de puissance de champ fuyant dans la gaine de la fibre.

3.3.4.3. Conclusion

Une fibre de Bragg, d'aire effective $3\,130\ \mu\text{m}^2$ à $1,56\ \mu\text{m}$, étudiée et conçue pour des applications autour de $1,7\ \mu\text{m}$, combinée avec les propriétés d'une source de pompe CPA-Erbium a permis le décalage d'impulsion solitonique jusqu'à $1,8\ \mu\text{m}$. Une adaptation du système expérimental a permis de générer une impulsion unique sub-100 fs à $1,7\ \mu\text{m}$ de puissance crête en sortie de fibre supérieure à 1 MW et après les éléments optiques de 0,8 MW.

Dans la suite, nous développerons les résultats de SSFS MW dans des fibres de Bragg en verre de silice pour des longueurs d'onde dans la gamme spectrale supérieure à $2\ \mu\text{m}$ souvent qualifiée comme limite de transparence des fibres en verre de silice.

3.3.5. En direction de plus hautes longueurs d'onde : 2,1 – 2,4 μm .

Comme présenté précédemment dans ce manuscrit, dans la gamme spectrale 2,1 – 2,4 μm , peu de sources laser proposent de solution et d'autant moins de solutions à forte puissance crête. Quand on se penche sur les cas des sources SSFS la conclusion demeure la même. Cette gamme de longueurs d'onde présente la réputation de nécessiter l'emploi de fibre composée de matériaux aux pertes moins importantes que les fibres en verre de silice. Dans les paragraphes suivants nous allons démontrer la viabilité des fibres en verres de silice pour la génération d'impulsions sub-100 fs MW au-delà de $2\ \mu\text{m}$.

Jusqu'à-là, seule la dépendance à l'aire effective du mode fondamental de l'énergie du soliton (pour rappel $E = (\lambda \cdot A_{\text{eff}} \cdot |\beta_2|) / (2\pi \cdot n_2 \cdot T)$) a été exploitée pour augmenter la puissance crête du soliton décalé. Cependant, on constate que l'énergie dépend aussi de la longueur d'onde à laquelle est généré le soliton fondamental. La dispersion, et donc le $|\beta_2|$, dans des fibres à très grande aire modale peuvent être considérés comme provenant exclusivement de la contribution du matériau et donc croissantes avec la longueur d'onde. L'approche (3) décrite en introduction de chapitre peut être étendue : on peut espérer un gain proportionnel à $|\beta_2| \times \lambda$ de l'énergie du soliton fondamental en recherchant à générer des solitons par SSFS à de plus hautes longueurs d'onde. Afin d'illustrer cette supposition, prenons le cas d'un soliton fondamental à $1,55\ \mu\text{m}$ de largeur temporelle 100 fs et d'un soliton fondamental à $1,97\ \mu\text{m}$ de largeur temporelle 100 fs, avant de subir le SSFS, générés dans une fibre de Bragg en silice. Le cœur de la fibre est considéré suffisamment large pour considérer la dispersion provenant uniquement de la contribution du matériau du cœur. La dispersion de vitesse de groupe $|\beta_2|$ de la silice à $1,55$ et $1,97\ \mu\text{m}$ est respectivement de 2.79474×10^{-26} et 9.43164×10^{-26} s²/m soit **un gain espéré sur l'énergie du soliton fondamental de 4**, à aire effective modale égale.

En suivant la même démarche que pour la fibre de Bragg développée à $1,7\ \mu\text{m}$, les longueurs d'onde de 2,1 à 2,4 μm ont été investies par SSFS dans des fibres de Bragg. Dans la suite de ce chapitre seront présentés les résultats obtenus avec une fibre de Bragg de $77\ \mu\text{m}$ de diamètre de cœur appelée BF77² μm .

Les caractéristiques de la fibre de Bragg BF77² μm réalisée par le FORC pour ces travaux de thèse et le profil d'indice mesuré par la technique du champ proche réfracté (NR9200, EXFO)

à Xlim sont visibles dans la Figure 28. Les résolutions de l'appareil de mesure données par le fabricant sont inférieures à $0,5 \mu\text{m}$ pour la résolution spatiale et de 1×10^{-4} pour l'indice de réfraction.

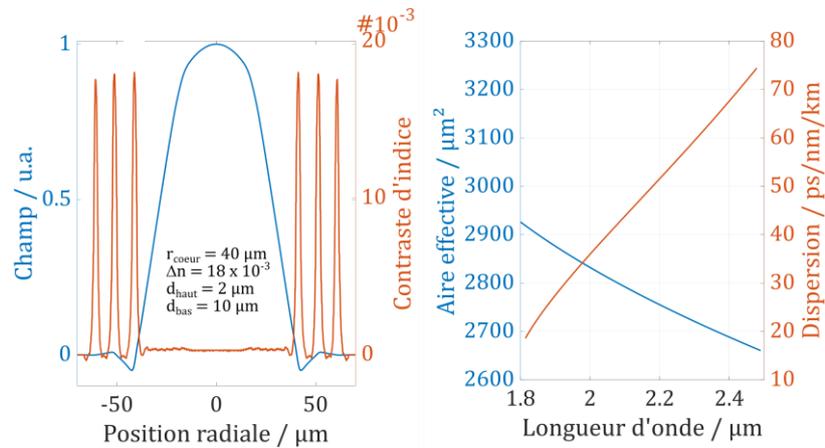


Figure 28 : Profil d'indice de réfraction, dispersion (courbe bleue) et aire effective du mode fondamental (courbe orange) de la fibre de Bragg de diamètre de cœur $77 \mu\text{m}$ optimisée pour des travaux à $2 \mu\text{m}$, fabriquée au Fiber Optics Research Center.

3.3.5.1. Modélisation numérique de SSFS dans la fibre BF77² μm

Le cœur des fibres de Bragg est composé de verre de silice. Les fibres en verre de silice sont souvent écartées des travaux au-delà de $2 \mu\text{m}$ en raison des pertes trop importantes du verre de silice conséquence de l'absorption multiphonon. L'absorption multiphonon provient de l'absorption d'un photon par les molécules provoquant une vibration des liaisons atomiques (ou mode vibrationnel) suivie de l'émission de plusieurs phonons. L'énergie des phonons dans le verre de silice est de 1100 cm^{-1} soit l'émission d'un phonon pour l'absorption d'un photon à $9 \mu\text{m}$. Cette énergie provient de la liaison atomique Si-O. En raison de l'émission de plusieurs phonons, les pertes croissent dès $1,7 \mu\text{m}$ pour atteindre des pertes supérieures à 2 dB/km dans le moyen infrarouge pour des longueurs d'onde au-delà de $2,0 \mu\text{m}$.

Les modélisations de propagation réalisées ont pour objectif d'évaluer la longueur de fibre nécessaire pour obtenir un SSFS significatif (supérieur à $0,150 \mu\text{m}$) dans les fibres de Bragg VLMA. Les pertes optiques ne sont pas modélisées dans la simulation de propagation non linéaire. Pour les modélisations numériques nous nous sommes basés sur les performances des sources laser fibrées de type CPA-Tm. Comparées aux autres sources fibrées, les sources de type CPA-Tm sont celles permettant de générer des impulsions suffisamment énergétiques tout en conservant une source laser relativement compacte et facile à utiliser. La modélisation, représentée Figure 29, de la propagation d'une impulsion de pompe avec les paramètres suivants : $1,97 \mu\text{m}$, 700 fs , 635 nJ , 400 kHz dans 2 m de fibre de Bragg BF77² μm sans contrainte mécanique, permet de déterminer l'évolution de l'enveloppe spectrale et de l'enveloppe temporelle ainsi que leur profil à la sortie de la fibre. On constate que les pertes du matériau silice seront acceptables pour nos travaux puisque seulement 2 m de fibre permettent de générer une impulsion à $2,342 \mu\text{m}$ de largeur temporelle 100 fs et de puissance crête proche de $3,13 \text{ MW}$. Expérimentalement, les pertes auront pour effet de réduire la

longueur d'onde centrale du soliton décalé ainsi que son énergie. On constate qu'une impulsion de pompe d'environ 0,6 μJ permet la génération de deux solitons décalés.

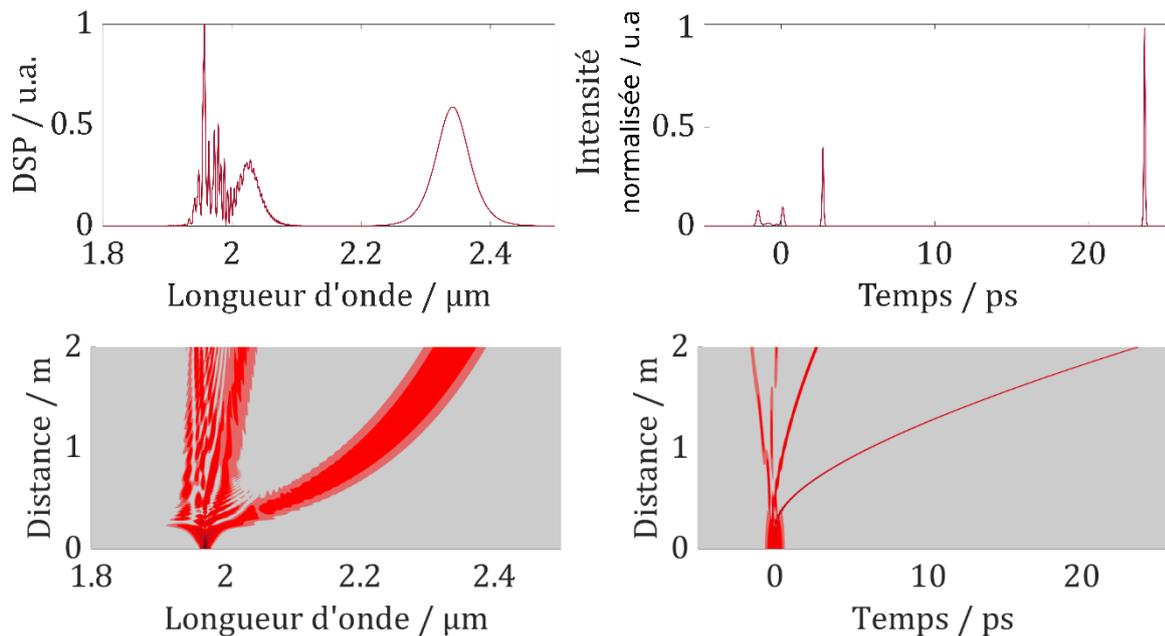


Figure 29 : Résultats de simulation de l'évolution spectrale et de l'évolution temporelle d'un soliton (paramètre à l'injection : $\lambda_0 = 1,97 \mu\text{m}$, $T_{\text{FWHM}} = 700 \text{ fs}$, $f_{\text{rep}} = 400 \text{ kHz}$, $P_{\text{moy}} = 250 \text{ mW}$). Propagation dans 2 m de fibre Bragg de diamètre de cœur 77 μm . Profil spectral et profil temporel après 2 m de propagation.

Dans la littérature est mentionnée la transparence du verre de silice dans la gamme 2 - 2,5 μm . Cependant, la transparence ne donne pas de notion quantitative des pertes du matériau. Par la suite, les pertes des fibres de Bragg au cœur en verre de silice ont été quantifiées afin de déterminer la viabilité des fibres de Bragg BF77² μm pour des travaux de SSFS au-delà de 2 μm .

3.3.5.2. Pertes des fibres de Bragg en verre de silice pour $\lambda > 2 \mu\text{m}$

Dans le cas de travaux de SSFS, les longueurs de fibres utilisées sont bien inférieures au kilomètre et donc des pertes dites importantes pour des applications de télécommunication, sont dans notre cas acceptables. Les différentes pertes MIR des fibres en verre de silice et leur impact dans les travaux de SSFS ont été étudiés dans les travaux de Li *et al.* [Li2018] . Dans ces travaux ils utilisent 2 mètres d'une fibre à grande aire modale SM-PM avec une $A_{\text{eff}} \# 760 \pm 100 \mu\text{m}^2$ à 1,550 μm (LMA-PM-40-FUD, NKT Photonics) pompée par une source laser OPA (Monaco-Opera F, Coherent, 1,550 μm , 70 fs) afin de générer des impulsions solitoniques jusqu'à approximativement 2,5 μm . Dans leur étude numérique et expérimentale, ils supposent que la dispersion et les pertes de la fibre proviennent des propriétés intrinsèques du verre de silice et non des propriétés de guidage. Ils ne quantifient pas les pertes des fibres utilisées cependant leur étude permet de démontrer la viabilité des fibres composées de verre de silice pour générer des impulsions jusqu'à 2,5 μm . D'après leur conclusion, au-delà de 2,4 μm les pertes sont majoritairement dues aux pertes intrinsèques du verre de silice,

cependant les impuretés O-H présentes dans le verre apportent des pertes supplémentaires entre 2,2 et 2,4 μm .

Afin d'évaluer les pertes dans la fibre Bragg BF77² μm pour nos travaux de SSFS nous avons quantifié les pertes de la fibre BF77² μm par une méthode de cut-back et une source continuum 1,9 μm – 4,2 μm (Coverage, Novae). Le système expérimental mis en place pour l'évaluation des pertes est représenté Figure 30. Le signal est injecté avec une lentille de focale $f_{\text{injection}} = 20 \text{ mm}$. Les pertes des fibres sont distinguables en deux catégories : les pertes liées au confinement du champ dans le cœur et les pertes du matériau composant la fibre (cœur + gaine)

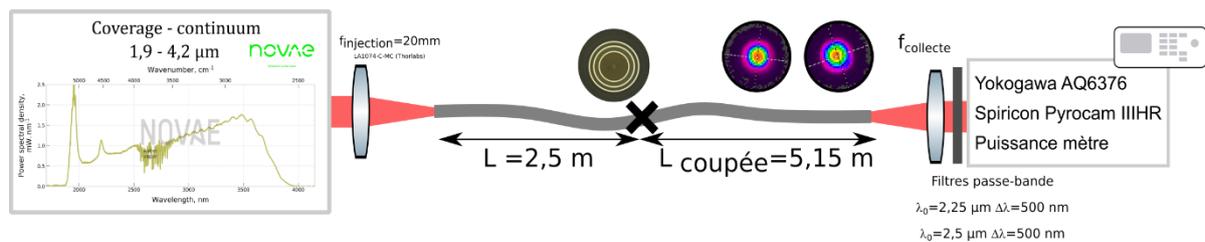


Figure 30 : Montage expérimental pour la mesure des pertes du matériau silice par un cut-back d'une fibre de Bragg de diamètre 77 μm . La fibre possède un cœur dont le diamètre est suffisamment grand pour que les pertes proviennent uniquement du matériau du cœur. Insert : répartitions spatiales d'intensité mesurées en sortie de la fibre de Bragg. Paramètre de la source (Coverage, Novae) : fenêtre spectrale [1,9 ; 4,2] μm , $P_{\text{moy}} = 0,9 \text{ W}$, $f_{\text{rep}} = 2,4 \text{ MHz}$.

Le spectre est collecté directement dans le spectromètre. Afin de limiter la puissance injectée dans le spectromètre, ce qui risquerait de l'endommager, le spectre est collecté sur deux plages de longueurs d'onde via des filtres passe-bande ($\lambda_0 = 2,250 \mu\text{m} - \Delta\lambda = 0,5 \mu\text{m}$ et $\lambda_0 = 2,500 \mu\text{m} - \Delta\lambda = 0,5 \mu\text{m}$; IR Bandpass Filters, Thorlabs). La longueur de fibre BF77² μm en notre possession avant coupure était de $L_{\text{ini}} = 7,65 \text{ m}$. Le cut-back est réalisé sur une longueur de fibre de $L_{\text{cut}} = 5,15 \text{ m}$. Les mesures spectrales pour L_{ini} et pour $L_{\text{ini}} - L_{\text{cut}}$ sont réalisées pour trois cleaves puis moyennées. Avant toutes les mesures, la répartition spatiale d'intensité est vérifiée à l'aide d'une caméra afin de s'assurer qu'elle conserve un aspect gaussien et que le champ est bien confiné dans le cœur. Ces mesures permettent d'attester que les pertes mesurées sont les pertes de propagation de la lumière dans le cœur de la fibre et non dans la structure de la gaine. Deux exemples de répartition spatiale d'intensité mesurée avec toute la longueur (répartition à droite) et après avoir coupé 5,15 m de fibre (répartition spatiale d'intensité à gauche) sont représentés en insert de la Figure 30. L'impact de la longueur de fibre enlevée lors des cleaves sur les pertes est négligeable. Les mesures permettent ainsi de déterminer les pertes, représentées Figure 31, de la fibre BF77² μm .

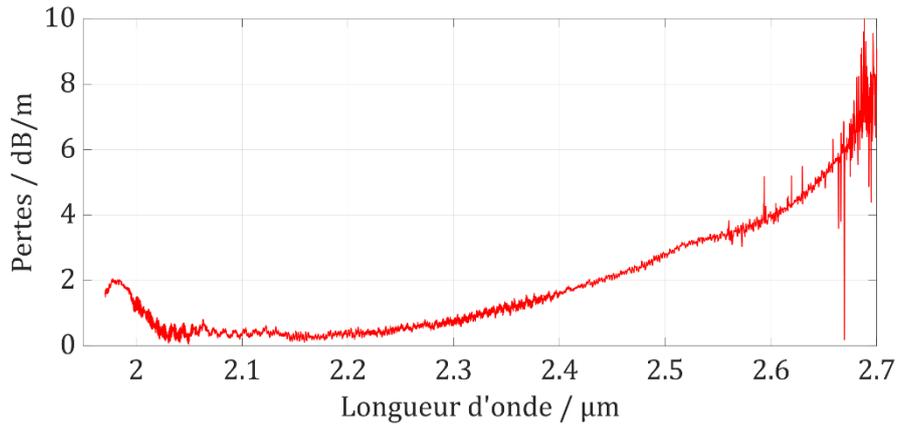


Figure 31 : Pertes optiques de la silice mesurées par une méthode cut-back d'une fibre de Bragg $\phi_{\text{cœur}} = 77 \mu\text{m}$. La longueur de fibre coupée est de 5,15 m.

Les mesures réalisées permettent de déterminer des pertes inférieures à 3 dB/m pour des longueurs d'onde inférieures à 2,531 μm . Elles atteignent un minima de 0,3 dB/m autour de 2,1 μm . La croissance des pertes au-delà de 2,5 μm est associée aux impuretés O-H. La zone fortement bruitée autour de 2,7 μm est due aux éléments constituant l'atmosphère. Il est compliqué de conclure sur l'origine des pertes mesurées : pertes de la silice ou des pertes de confinement. Cependant, les simulations réalisées ont permis d'identifier une longueur de fibre BF77² μm , nécessaire pour le SSFS, inférieure à 2 m. Les pertes de ces fibres sont donc acceptables pour nos travaux.

3.3.4.2. Résultats expérimentaux.

Des premiers résultats de soliton SSFS aux caractéristiques suivantes : **2,28 μm , 133 fs, 145 nJ, 1,09 MW, 150 kHz** ont été obtenus dans **une fibre de Bragg de 50 μm de diamètre de cœur** [Granger2016] (à 1,97 μm : $A_{\text{eff}} = 1\,290 \mu\text{m}^2$, $\text{Disp} = 47,14 \text{ ps/nm/km}$). La caractérisation de l'impulsion et le système expérimental sont représentés Figure 32. La largeur temporelle est déduite de la largeur spectrale du soliton en appliquant un facteur dû à la dispersion en s'inspirant des résultats présentés à 1,7 μm .

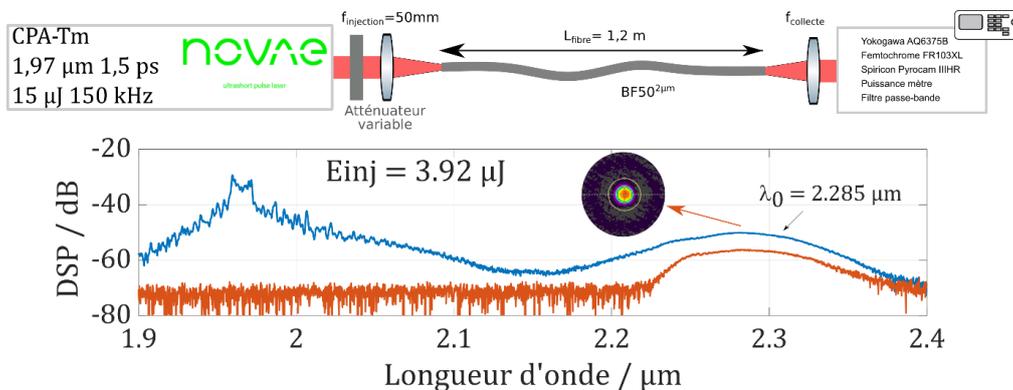


Figure 32 : Montage expérimental et résultat de génération d'impulsion solitonique dans la gamme 1,97 – 2,4 μm par effet solitonique dans 1,2 m de fibre Bragg de 50 μm de diamètre de cœur, pompée par un laser CPA-Tm de l'entreprise Novae. Paramètre de la source de pompe : 1,97 μm , 1,5 ps, énergie variable, 150 kHz. Insert : répartition spatiale d'intensité mesurée avec un filtre passe-bande. Paramètre des filtres passe-bande : $\lambda_0 = 2,035 \mu\text{m} - \Delta\lambda = 0,5 \mu\text{m}$ et $\lambda_0 = 2,5 \mu\text{m} - \Delta\lambda = 0,5 \mu\text{m}$

Ce résultat prouve la capacité des fibres de Bragg à générer une impulsion mégawatt dans la fenêtre spectrale [2,1 ;2,4] μm . Avec une énergie injectée au-delà de 3,92 μJ un deuxième soliton est généré, preuve de la réserve d'énergie disponible fournie par la source et de la capacité à générer une impulsion plus énergétique dans une fibre à plus grande aire modale. La fibre de Bragg BF77² μm ($A_{\text{eff}}(1,97 \mu\text{m}) = 2\,840 \mu\text{m}^2$, $\text{Disp}(1,97 \mu\text{m}) = 46,17 \text{ ps/nm/km}$) permet théoriquement un gain de 2,2 sur l'énergie du soliton généré.

Le système expérimental utilisé avec la fibre de Bragg BF77² μm est représenté Figure 33. La source de pompe utilisée est une source CPA-Tm développée par l'entreprise Novae [Gaponov2019] de caractéristiques : 1,97 μm , 700 fs, jusqu'à 10 μJ , 400 kHz. La fréquence de répétition du laser est suffisamment élevée pour permettre une détection aisée, notamment lors des mesures d'autocorrélation. La source laser de pompe, dont le spectre et la trace d'autocorrélation sont représentés Figure 33, est injectée dans la fibre de BF77² μm par une lentille de focale $f_{\text{injection}} = 50 \text{ mm}$. Le faisceau en sortie de fibre est collimaté par des lentilles de différentes focales.

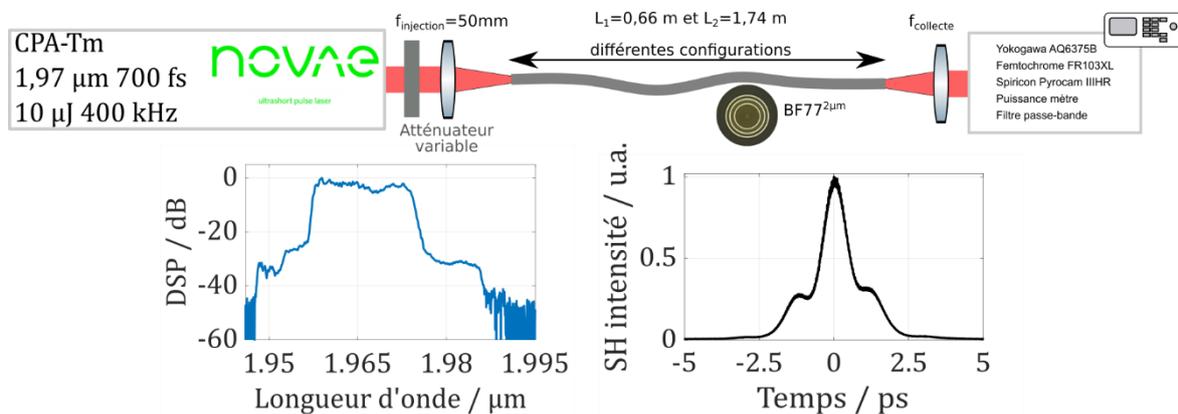


Figure 33 : Schéma du système expérimental pour la génération de SSFS [2 ;2,4] μm dans une fibre de Bragg de 77 μm de diamètre de cœur pompée par un CPA-Tm expérimental réalisé par l'entreprise Novae. Caractéristiques de la source de pompe : 1,97 μm , 700 fs, 10 μJ , 400 kHz. Spectre et trace d'autocorrélation de la source de pompe.

Les longueurs de fibres de Bragg utilisées sont de $L_1 = 0,67 \text{ m}$ et $L_2 = 1,74 \text{ m}$. Pour des raisons de longueur de banc expérimental, il a été impossible d'utiliser la longueur L_2 sans contrainte mécanique et tendue. Seule la longueur L_1 a permis d'étudier le SSFS dans une fibre tendue. Ces deux longueurs de fibre BF77² μm ont permis d'étudier la fission solitonique et le SSFS pour différentes configurations de fibre courbée. Les configurations étudiées pour les deux fibres sont résumées dans le Tableau 8 suivant :

Tableau 8 : Présentation des diverses configurations de mesure du système expérimental.

	Longueur de fibre / m	Configuration	Nom
L2	1,74	Un tour au milieu de la fibre d'un diamètre 28,5 cm	M1
L2	1,74	Un tour au milieu de la fibre (#60 cm) d'un diamètre 20 cm Un tour 25 cm après le début de la fibre d'un diamètre 20 cm	M2
L2	1,74	Un tour 25 cm après le début de la fibre d'un diamètre 20 cm	M3
L2	1,74-	Un tour 24 cm avant la fin de la fibre d'un diamètre 20 cm	M4
L2	1,74	Deux tours au milieu (#35 cm) de la fibre d'un diamètre 20 cm	M5
L2	1,74-	Faiblement courbée (>1 m)	M6
L2	1,74	Courbure en serpentín	M7
L1	0,67	Fibre tendue	M8
L1	0,67	Un tour d'un diamètre 7 cm	M9

Le coefficient d'injection dans la fibre est de l'ordre de 55%. Les spectres mesurés, représentés Figure 34 et Figure 35, permettent d'attester d'une énergie suffisante pour permettre la fission de l'impulsion de pompe et le SSFS d'un soliton fondamental après propagation dans la BF772 μm et ce pour toutes les configurations. Le spectromètre est limité à 2,4 μm aux hautes longueurs d'onde. Une mesure de puissance avec un filtre passe-bande centré à 2,75 μm et de largeur spectrale $\Delta\lambda = 500$ nm nous a permis de nous assurer qu'il n'y avait pas de soliton au-delà de la plage de mesure de l'appareil. De plus, avec un atténuateur variable il est possible de faire varier la puissance injectée dans la fibre sans changer l'injection. En augmentant l'énergie injectée dans la fibre, on a pu suivre l'évolution du soliton éjecté et ainsi confirmer que sa longueur d'onde centrale ne va pas au-delà de ce qui est présenté dans ce chapitre.

Les mesures spectrales et les répartitions spatiales d'intensité, présentées Figure 34, avec une longueur L_2 permettent l'étude expérimentale de l'impact de la courbure de la fibre sur la génération d'impulsion par SSFS. Pour les mesures M1 à M5, l'énergie et la puissance moyenne de l'impulsion de pompe après les différents éléments optiques et avant injection dans la fibre sont respectivement de 1,3 μJ et 520 mW. Tandis que pour les mesures M6 et M7 l'énergie et la puissance moyenne sont de 1,25 μJ et 503 mW. Pour chaque mesure sont présentés : un spectre et une répartition spatiale d'intensité sans filtre (courbe et cercle bleus) et avec filtre passe-bande (courbe et cercle orange) $\lambda_0 = 2,5 \mu\text{m} - \Delta\lambda = 0,5 \mu\text{m}$ pour les mesures M1 à M5 et $\lambda_0 = 2,25 \mu\text{m} - \Delta\lambda = 0,5 \mu\text{m}$ pour les mesures M6 et M7.

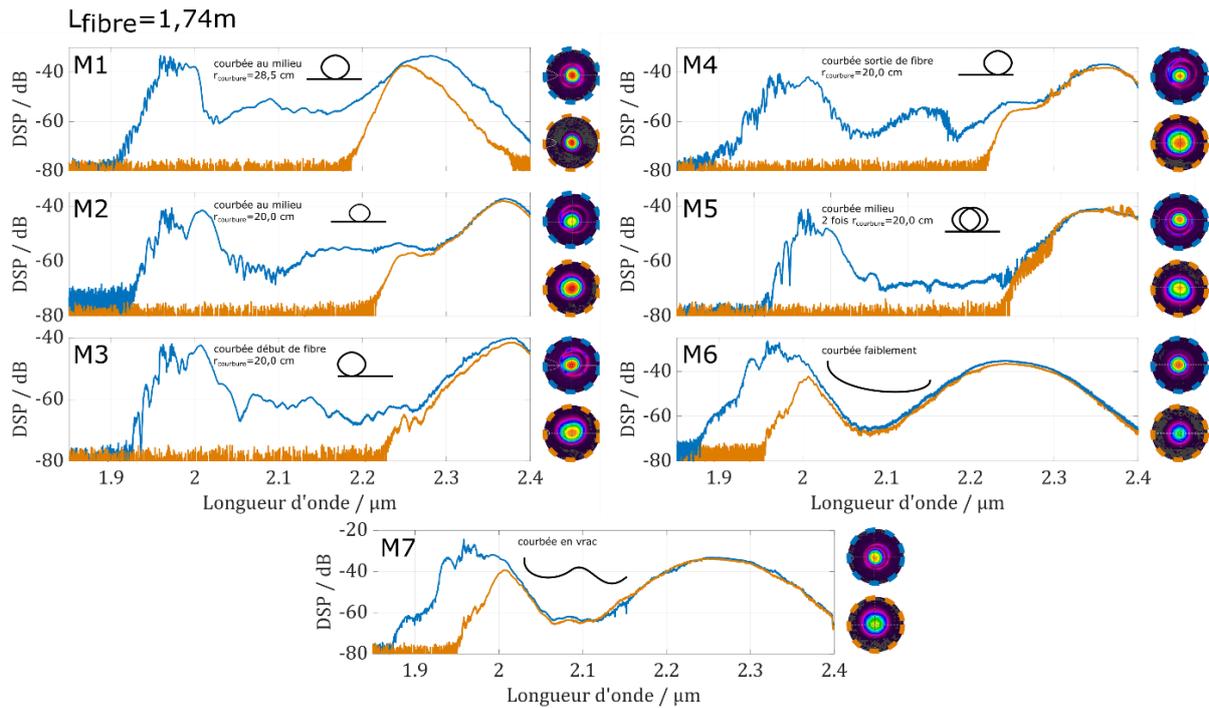


Figure 34 : Profils spectraux expérimentaux en dB, mesurés sans filtre (courbe bleue) et avec filtre passe-bande (courbe orange) à la sortie de 1,74 m de fibre de Bragg de 77 μm de diamètre de cœur pompé à 1,97 μm , 1,5 ps, 400 kHz, 1,3 μJ (M1 à M5) et 1,25 μJ (M6 et M7). Insert : répartitions spatiales d'intensité mesurées sans filtre (cercle bleu) et avec filtre passe-bande (cercle orange).
 Paramètre des filtres passe-bande $\lambda_0 = 2,5 \mu\text{m} - \Delta\lambda = 0,5 \mu\text{m}$, $\lambda_0 = 2,25 \mu\text{m} - \Delta\lambda = 0,5 \mu\text{m}$.

Le Tableau 9 résume la longueur d'onde centrale du soliton le plus décalé ainsi que les énergies déduites des mesures de puissance dans les différentes configurations en prenant en compte la transmission de la lentille et des filtres passe-bande. Pour les mesures M1 à M5, les fibres sont soumises à des contraintes mécaniques fortes, provoquant une réduction importante de l'aire effective ce qui a donc un impact direct sur le décalage solitonique. On constate également que la localisation de la contrainte a un impact sur le SSFS. L'injection dans la fibre ne change pas entre deux mesures, la différence de puissance moyenne mesurée en sortie de la fibre provient des pertes induites par la contrainte mécanique. Les paramètres de la fibre et de la pompe permettent de déduire une longueur de fission du premier soliton de l'ordre de 6 cm soit avant l'application des contraintes.

Si l'on compare les mesures M1 et M2, on constate qu'un rayon de courbure plus petit provoque un décalage supplémentaire de 100 nm vers les plus hautes longueurs d'onde. Logiquement plus le rayon de courbure est petit et plus l'aire effective décroît du fait de la dépendance à l'aire effective du taux fréquentiel de décalage (Chapitre 2, équation 2.8) entraînant un décalage vers les hautes longueurs d'onde.

Pour les mesures M2, M3 et M4, la contrainte mécanique appliquée est théoriquement la même, mais à des positions longitudinales différentes. Pour la mesure M3, la contrainte est appliquée après 25 cm de propagation soit bien au-delà de la longueur de fission, de ce fait la courbure ne vient pas modifier la fission, mais le taux de décalage fréquentiel du soliton fissionné. Sans contrainte mécanique, le taux fréquentiel de décalage est plus important au début de la propagation et diminue par la suite. De ce fait, l'application de la contrainte dans

les débuts de la propagation entraîne une augmentation du taux de décalage fréquentiel plus important qu'une contrainte en fin de propagation.

Les mesures de répartition spatiale d'intensité avec des filtres passe-bande adaptés permettent de converger vers la même conclusion que précédemment : le soliton éjecté a une répartition spatiale d'intensité gaussienne. Les répartitions spatiales d'intensité mesurées permettent de constater l'impact de la courbure sur le mode gaussien. Pour la mesure M1 et M6 on constate que la répartition gaussienne est centrée. Tandis que pour des contraintes mécaniques plus importantes, le mode est dissymétrique. On retrouve des résultats similaires dans la littérature avec des fibres à bande photonique interdite à cœur creux [Ademgil2011]. La mesure M6 représente la mesure avec le moins de contraintes appliquées sur la fibre. On constate grâce à la mesure de densité spatiale d'intensité non filtrée M6 un bien meilleur confinement de la lumière et une part beaucoup plus faible de la lumière dans la gaine.

Tableau 9 : Caractéristiques des solitons décalés dans 1,4 m de fibre de Bragg pompée par un CPA-Tm (cf = Figure 34).

Nom	λ_0 centrale du soliton / μm	Énergie sur l'ensemble du spectre / nJ	P_{moy} sur l'ensemble du spectre / mW	Énergie avec passe-bande centré à 2,25 μm / nJ	Énergie avec passe-bande centré à 2,5 μm / nJ
M1	2,270	312,5	125,0	187,0	122,7
M2	2,369	240,6	96,3	160,0	114,3
M3	2,380	190,0	76,0	156,3	104,0
M4	2,360	260,9	104,4	183,9	126,3
M5	2,360	204,4	81,8	145,7	106,6
M6	2,250	606,3	242,5	223,2	-
M7	2,260	485,3	194,2	198,7	-
M8	2,219	828,1	331,3	267,9	-
M9	2,259	204,6	81,6	147,3	-

Les mesures M1 à M7 permettent de constater que bien que la procédure d'optimisation du profil d'indice de Bragg permette numériquement de les rendre très peu sensibles aux courbures, on constate expérimentalement leur sensibilité via le SSFS. Le décalage de soliton est un bon indicateur de la sensibilité des fibres. La mesure M7 avec de très légères contraintes permet de décaler un soliton 10 nm plus loin que pour la mesure M6, configuration dans laquelle la fibre est peu contrainte. On constate également une chute de l'énergie sur l'ensemble du spectre de l'ordre de 8 %. Une fibre tendue de plus courte longueur est utilisée lors des mesures M8 et M9. Les résultats obtenus avec une longueur $L_1 = 0,67$ m de fibre tendue (M8) et courbée (M9) sont représentés Figure 35. La puissance moyenne du signal de pompe avec injection est de 520 mW.

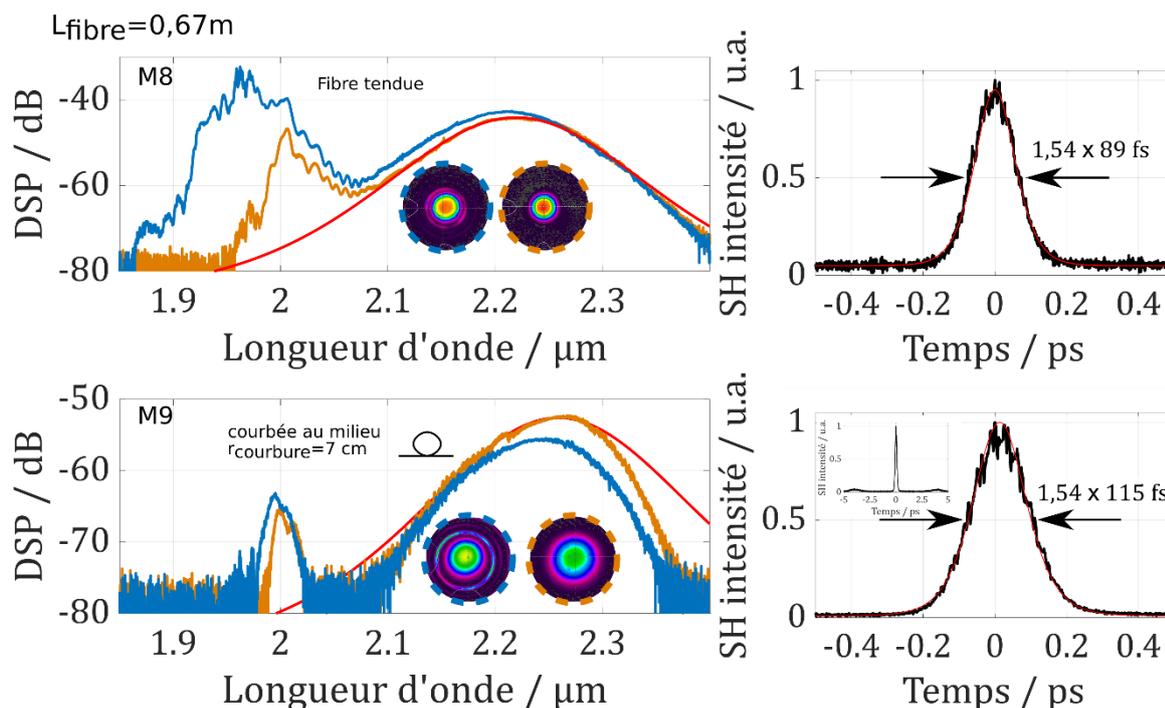


Figure 35 : Profils spectraux expérimentaux en dB, mesuré sans filtre (courbe bleue) et avec filtre passe-bande (courbe orange) à la sortie de 0,67 m de fibre de Bragg de 77 μm de diamètre de cœur pompé à 1,97 μm , 1,5 ps, 400 kHz, 1,3 μJ . Trace d'autocorrélation des solitons décalés. Insert : répartitions spatiales d'intensité mesurées sans filtre (cercle bleu) et avec filtre passe-bande (cercle orange). Paramètre du filtre passe-bande : $\lambda_0 = 2,25 \mu\text{m} - \Delta\lambda = 0,5 \mu\text{m}$.

Les répartitions spatiales d'intensité mesurées sans filtre et avec filtre pour les mesures allant de M1 à M9 permettent de décrire l'impact de la courbure sur les longueurs d'onde générées. On constate que sur les répartitions spatiales d'intensité filtrées le champ possède une allure gaussienne et la structure de la gaine assure un confinement du champ dans le cœur. Cependant, les répartitions spatiales d'intensité non filtrées quant à elles sont fortement influencées par la courbure. Si l'on considère la mesure M8 comme mesure de référence, on constate qu'une part du champ fuit dans la gaine. Deux raisons peuvent expliquer cela :

- Le choix de la lentille d'injection inadaptée provoquant une injection dans les anneaux haut indice et un guidage de la lumière par réflexion totale interne;
- Les conditions électromagnétiques imposées par le profil d'indice conduisant à une fuite du champ dans les anneaux haut indice.

Quand bien même, on constate que lorsque la fibre est courbée la part du champ dans la gaine augmente. Sur la mesure non filtrée M9 on peut constater que le champ est présent dans le deuxième anneau de la fibre. La mesure du spectre M9 permet de conclure que la courbure mécanique conduit à une fuite des basses longueurs d'onde dans la gaine. Ces conclusions se retrouvent au regard de la mesure M5, sur le spectre mesuré, les basses longueurs d'onde de la pompe, qui sont visibles sur le reste des mesures, ne sont plus transmises par la fibre de Bragg. La courbure conduit à briser les conditions électromagnétiques auparavant imposées aux basses longueurs d'onde.

Les mesures M8 et M9 prouvent que l'ensemble de la puissance de la pompe CPA-Tm combiné avec la longueur L_1 de fibre permet la génération d'une impulsion unique. Pour M8, la mesure d'autocorrélation représentée Figure 35 permet de déterminer une largeur temporelle à mi-hauteur de 89 fs. La largeur spectrale du soliton est 90 nm ce qui en FT correspond à une largeur temporelle de 57 fs. La différence entre la mesure temporelle et la largeur temporelle estimée peut s'expliquer par l'acquisition, au cours de la propagation, d'une dérive de fréquence temporelle positive due à la dispersion chromatique. La dispersion à la longueur de pompe de 1,970 μm est de 46,17 ps/nm/km tandis qu'elle est de 61,56 ps/nm/km à 2,25 μm . Le soliton est FT à la fission, mais lors du SSFS, la croissance de la dispersion avec la longueur d'onde conduit à un étalement temporel de l'impulsion. La puissance moyenne mesurée à l'aide d'un filtre passe-bande centrée à 2,25 μm et de largeur spectrale 0,5 μm et de transmission 70 % (FB-2250-500, Thorlabs) permet de déterminer une puissance dans le spectre orange (Figure 35 M8) de 60 mW. La répartition spatiale d'intensité (Figure 35 M8) nous permet d'attester que la puissance mesurée après le filtre est entièrement comprise dans le cœur et n'est pas due à un signal optique guidé dans la gaine. La lentille utilisée pour la collimation du faisceau est en verre de silice. Une mesure de puissance en glissant la fibre dans la tête du mesureur de puissance et une mesure avec la lentille nous donnent un coefficient de transmission de la lentille de l'ordre de 80 %. Cette caractérisation ne prend pas en compte la dépendance spectrale de la transmission. L'application de ces transmissions permet de déterminer une puissance moyenne de 107 mW soit une énergie de 267 nJ. Afin de déterminer au mieux la part de puissance comprise dans le soliton décalé, une approximation numérique (courbe rouge) et un rapport des aires sous les courbes ont été effectués. Avec un rapport des aires de l'ordre de 87%, on peut déterminer directement à la sortie de la fibre, une énergie comprise dans le soliton décalé à 2,219 μm de $E = 252$ nJ et donc une puissance crête de $P_{\text{crête}} = 2,8$ MW. **Pour résumer les caractéristiques mesurées du soliton décalé, dans 0,67 m de fibre Bragg BF77² μm tendue, sont : 2,219 μm , 89 fs, 252 nJ, 2,8 MW, 400 kHz.**

Dans le cas de la mesure M9, imposer un petit rayon de courbure de 7 cm aux fibres de Bragg permet de faire fuir quasiment toute la pompe dans la gaine et ainsi créer une source SSFS sans résidu de pompe. Le soliton décalé subit la réduction d'aire effective et se décale jusqu'à 2,259 μm soit 40 nm plus loin que dans le cas de la fibre tendue, mais il possède une énergie de 147 nJ soit 105 nJ de moins. La mesure d'autocorrélation, représentée Figure 35 M9, comporte une mesure sur une largeur temporelle [-5 ;5] ps et un zoom [0,5 ; 0,5] ps. Le centre de la trace correspondant au soliton décalé. Les lobes symétriques par rapport à l'axe des ordonnées à 4,5 et -4,5 ps sont attribués au résidu de pompe à 2 μm . La mesure d'autocorrélation permet de déduire une largeur temporelle du soliton décalé de 115 fs. Une approximation numérique (courbe rouge) et un rapport d'aire ne sont pas réalisés, cela reviendrait à surévaluer l'énergie dans l'impulsion. On peut donc estimer la puissance crête de l'impulsion à 2,259 μm proche de 1,25 MW lorsque le rayon de courbure est aussi petit que 7 cm. **Pour résumer les caractéristiques mesurées du soliton décalé, dans 0,67 de fibre Bragg BF77² μm enroulée, sont : 2,259 μm , 115 fs, 147 nJ, 1,25 MW, 400 kHz.**

3.3.5.3. Mesure de la fenêtre de transmission de la fibre de Bragg en fonction de la courbure

La mesure M9 présentée dans le paragraphe précédent porte à croire que la fenêtre de transmission de la fibre de Bragg BF77² μm se déplace vers les hautes longueurs d'onde quand le rayon de courbure diminue. Le système expérimental, représenté Figure 36, a pour vocation de confirmer cette hypothèse. Le continuum, conçu au laboratoire, est injecté via une lentille d'injection de focale 50 mm dans 1,6 m de BF77² μm. Une fibre SMF28 commerciale est soudée à la sortie de la fibre de Bragg afin de ne collecter que le signal confiné dans le cœur de la BF77² μm. Avant la réalisation de la soudure, la répartition spatiale d'intensité en sortie de la fibre de Bragg a été mesurée afin de s'assurer de la propagation d'un faisceau gaussien. Le spectre est relevé pour des rayons de courbure de $\rho = \infty, 33, 25, 14$ cm

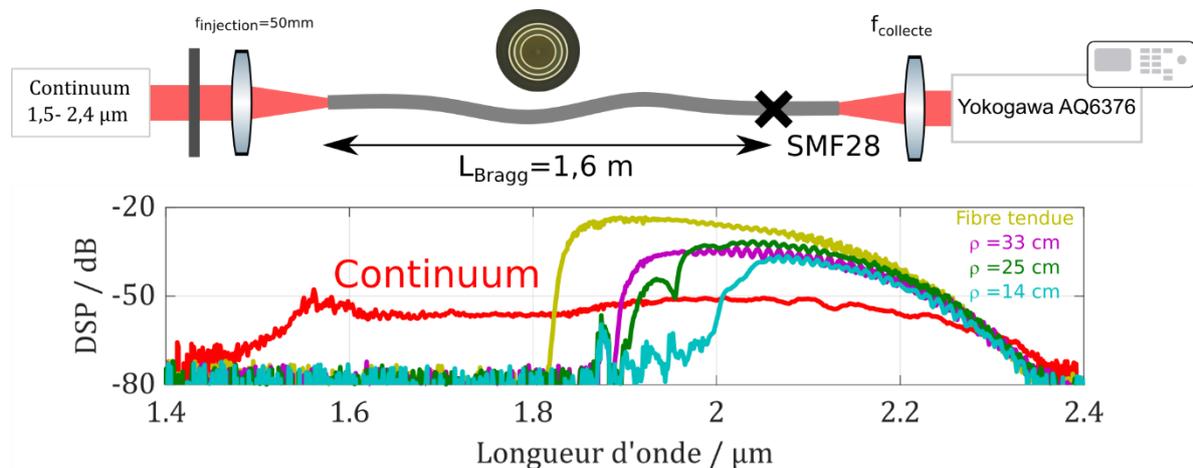


Figure 36 : Haut : montage expérimental pour la mesure de l'impact de la courbure sur la bande de transmission de la fibre de Bragg de 77 μm diamètre de cœur conçue pour des applications autour de 2 μm. Bas : spectres mesurés pour différentes courbures.

La longueur d'onde basse de coupure définie comme étant la longueur d'onde à laquelle la puissance maximale transmise a baissé de 20 dB, a été déduite des mesures pour chaque configuration et reportée dans le Tableau 10. Ces mesures viennent confirmer la conclusion faite lors de la mesure M9. La limite basse des bandes photoniques interdites se décale vers les hautes longueurs d'onde avec une contrainte mécanique.

Tableau 10 : Longueur d'onde basse de coupure de la fenêtre de transmission de la fibre de Bragg de 77 μm diamètre de cœur soumise à une courbure. La longueur d'onde est mesurée à -20 dB du maxima de la fenêtre de transmission.

Rayon de courbure / cm	Longueur d'onde basse / μm
∞ (tendue)	1,828
33	1,895
25	1,915
14	2,002

3.3.5.4. Conclusion.

Expérimentalement nous avons montré que les pertes des fibres de Bragg en verre de silice de 0,3 dB/m autour de 2,1 μm ne sont pas une contrainte pour des travaux de SSFS. En effet, des fibres de Bragg de 50 et 77 μm de diamètre de cœur ont permis respectivement de générer des impulsions à 2,28 μm et 2,219 μm , d'une durée inférieure à 100 fs et de puissance crête égale à 1,09 et 2,8 MW. La courbure de la fibre provoque une réduction de l'aire effective et de ce fait un décalage du soliton vers de plus hautes longueurs d'onde, la localisation de la courbure ayant un impact direct sur les propriétés du soliton décalé. La mesure des spectres de SSFS après propagation dans les fibres de Bragg a permis de déterminer que la courbure brise les conditions d'antirésonances pour les basses longueurs d'onde. Cette mesure a été corroborée par une mesure de l'évolution de la bande spectrale de transmission de la fibre en fonction de la courbure. Finalement, il est important de noter que j'ai réussi, grâce à cette approche, à propager un soliton mégawatt dans une fibre très fortement courbée ce qui, à ma connaissance, n'a jamais été rapporté à ce jour.

3.4. Conclusion sur l'auto-décalage dans des fibres Bragg à très grande aire modale.

Un des premiers objectifs de ces travaux de thèse a été la réalisation de source SSFS pour la génération de solitons à forte puissance crête aux longueurs d'onde peu couvertes par les sources optiques actuelles. L'énergie du soliton fondamental étant proportionnelle à l'indice de réfraction non linéaire et à l'aire effective du mode se propageant dans le guide d'onde, le choix a été fait d'utiliser les fibres de Bragg VLMA à cœur de silice. La compréhension des phénomènes de propagation guidée dans ces structures complexes a permis de concevoir des fibres de Bragg LMA très peu sensibles aux courbures. Les fibres ont ensuite été réalisées au laboratoire FORC. Grâce aux sources CPA développées simultanément par l'entreprise NOVAE (CPA-Er : 1,56 μm , 700 fs, 1 μJ , 1 MHz, et CPA-Tm : 1,97 μm , 700 fs, 10 μJ , 400 kHz), des impulsions solitoniques à forte puissance crête dans les gammes de longueurs d'onde 1,65 - 1,85 μm et 2,1 – 2,4 μm ont pu être générées dans des fibres de Bragg LMA.

Les impulsions générées ont été caractérisées expérimentalement à 1,7 μm et 2,2 μm . L'impulsion décalée à 1,7 μm après propagation dans 1,40 m de fibre de Bragg, d'aire effective 3 000 μm^2 à 1,7 μm , possède une largeur temporelle à mi-hauteur de 85 fs et une puissance crête de 0,8 MW. Ce résultat se classe dans l'état de l'art des sources SSFS à ces longueurs d'onde. Ces sources sont majoritairement développées pour des applications de microscopie à trois photons.

L'énergie du soliton étant proportionnelle au produit $|\beta_2| \times \lambda$, les hautes longueurs d'onde offrent l'opportunité d'augmenter l'énergie des solitons SSFS générés. Au cours de mes travaux, j'ai étudié expérimentalement les pertes au-delà de 2 μm d'une fibre à bande photonique interdite dont le cœur est composé de verre de silice. Les pertes mesurées de la fibre de Bragg en verre de silice sont inférieures à 2 dB/m dans la gamme 2-2,4 μm . De telles valeurs de pertes ont rendu possible l'étude du décalage solitonique dans cette même gamme spectrale et l'impact de la courbure de la fibre sur le décalage. Une première fibre de Bragg en silice de 50 μm de diamètre de cœur et une source de pompe CPA-Tm ont permis de remplir l'objectif

de générer des impulsions uniques de 1,09 MW dans la gamme 2-2,4 μm . La fibre a été remplacée par une fibre à plus grande aire modale afin d'espérer un gain supérieur à 2. Une fibre de Bragg de 77 μm de diamètre de cœur a permis d'obtenir une impulsion solitonique à 2,2 μm de largeur temporelle 89 fs et de puissance crête 2,8 MW. Ces travaux ont été publiés dans *Optics Letters* [Delahaye2019a]. Ce résultat se place à ma connaissance dans l'état de l'art des sources SSFS dans des fibres souples.

Cependant dans l'introduction de ces travaux de thèse, nous avons avancé l'utilisation de la fibre optique et du SSFS comme argument pour la réalisation de source monolithique et ainsi très peu sensible aux perturbations extérieures. Dans les travaux présentés dans le chapitre suivant nous nous sommes attelés à la réalisation d'une source monolithique permettant de couvrir avec des impulsions #100 fs la fenêtre spectrale 1,6-3,1 μm nécessitant donc l'utilisation de fibre en verre à énergie de phonon $< 1100 \text{ cm}^{-1}$.

Chapitre 4. Génération d'impulsions solitoniques sub-100 fs autour de 3 μm .

4.1. Introduction.

Dans le chapitre précédent ont été présentés les résultats remplissant le premier objectif de ma thèse, cité en introduction générale. Pour rappel, celui-ci était d'accroître d'un ordre de grandeur la puissance crête des sources SSFS en exploitant des fibres optiques à très grande surface modale pompées par un système CPA. Dans ce chapitre je présente les résultats obtenus satisfaisant le second objectif de mes travaux de thèse qui ont consisté à développer une source **monolithique** émettant des impulsions sub-100 fs à 3 μm à haute cadence (50 MHz). Une source « monolithique », c'est-à-dire ne nécessitant pas de pièce mobile, serait très compacte et facile d'utilisation pour une personne non spécialiste. Une source fibrée permettrait de plus un déport d'impulsion aisé. Cette contrainte écarte les sources de type oscillateur à verrouillage de modes fondées sur des fibres fluorées dopées aux terres rares (Er, Ho, Dy, Pr) pour lesquelles il n'existe pas, à l'heure actuelle, de composants de couplage pompe-signal fibrés et de procédé de soudure mature. J'ai préféré utiliser une succession de fibres souples soudées entre elles pour exploiter l'auto-décalage fréquentiel des solitons dans un montage tout-fibre. Nous avons fait le choix d'utiliser une source laser MOFA-Er à 1,56 μm comme source laser de pompe, car, à la longueur d'onde de télécommunication, les composants sont nombreux et leur procédé de fabrication sont matures. De plus, cette source à haute cadence, réalisée par P. Cadroas et M. Jossent dans le cadre de leur thèse, en collaboration avec Novae, était disponible au laboratoire avant mon arrivée [Cadroas2017]. Une source monolithique repose sur l'amplification directe et n'inclut pas d'unités d'étirement et de compression. Ceci limite l'énergie des solitons autour de la dizaine de nanojoule. De telle énergie sont néanmoins suffisantes pour les applications visées : génération d'effet non linéaire dans le MIR.

Le décalage solitonique dans des fibres de silice étant limité à approximativement 2,4-2,5 μm en raison des pertes infrarouges de ce matériau, j'ai tout d'abord étudié, dans la littérature, les fibres utilisables pour de plus hautes longueurs d'onde. Le choix s'est porté sur des fibres en verre de germanate GeO_2 en partie car elles sont soudables aux fibres en silice. Je présente ainsi un état de l'art des sources SSFS basées sur ce type de fibre afin de pouvoir, à la fin de ce chapitre, comparer les résultats provenant de la littérature aux résultats obtenus dans cette thèse. Comme le décalage fréquentiel est extrêmement important (près d'une octave) j'ai réalisé une étape de modélisation numérique précise pour m'assurer de la faisabilité d'une source SSFS fondée sur un MOPA Er à 1560 nm et une cascade de fibres terminée par des fibres en verre de germanate. La source monolithique à 3 μm , que je devais concevoir, devait servir à exacerber des phénomènes non linéaires dans des guides d'ondes. Pour cela une puissance crête cible supérieure à 10 kW devait être accessible en fin de chaîne. Cette contrainte a aussi été prise en compte pour le dimensionnement des fibres optiques (surface modale). Au vu des résultats encourageants qu'ont donnés les simulations numériques, j'ai réalisé une source monolithique à 3 μm dont je présente les performances à la fin de ce chapitre.

4.2. Présentation des fibres transparentes dans le moyen-infrarouge.

4.2.1. Introduction.

Dans la gamme spectrale 1 - 2,1 μm les verres d'oxyde de silice sont largement utilisés en raison de la haute qualité des verres obtenus, cependant d'autres matériaux ont dû être étudiés afin d'explorer de plus hautes longueurs d'onde. Les matrices vitreuses entrant dans la composition des fibres optiques à ces longueurs d'onde sont massivement les verres d'oxyde de tellure, les verres de chalcogénures, les verres de fluorure et les verres d'oxyde de germanium. Ce paragraphe sera consacré à une description des propriétés des différents matériaux composant les fibres optiques les plus utilisées de nos jours dans des travaux MIR avec une attention portée sur leur potentiel pour des travaux de SSFS. Comme évoqué auparavant, les pertes dans le MIR sont liées à l'absorption multiphonon et donc à l'énergie de phonon de la matrice vitreuse. Un phonon est une onde acoustique se propageant avec une fréquence optique et une énergie propre à l'environnement atomique composant le matériau. Le milieu de propagation peut être représenté comme un ensemble de poids, représentant les atomes, reliés par un ressort qui est la liaison atomique. Plus les poids et par corrélation les atomes sont légers et plus la fréquence d'oscillation est haute, plus l'énergie des phonons est importante et plus les pertes du matériau aux hautes longueurs d'onde sont importantes. De la même manière, plus le ressort possède une force de liaison importante et plus l'énergie des phonons est importante [O'Donnell2007].

Comme évoqué auparavant l'énergie de phonon de 1 100 cm^{-1} des verres de silice est responsable de pertes de l'ordre de 60 dB/m à 3 μm rendent les fibres en verre de silice inexploitable mes travaux. L'ajout d'atome lourd à une matrice en verre de silice permet d'augmenter l'énergie des phonons et réduire les pertes aux hautes longueurs d'onde, c'est le cas des fibres en verre de silice dopée au dioxyde de germanium. L'énergie des phonons des verres fluorés est plus faible que celui des verres de silice en raison des forces de liaisons interatomiques plus faibles que celle des liaisons Si-O. Les verres d'oxyde de tellure et les verres de chalcogénures possèdent des atomes plus lourds que les atomes des verres de silice réduisant ainsi l'énergie des phonons.

4.2.2. Verre d'oxyde de tellure.

En 1956, Brady montre la capacité du dioxyde de tellure TeO_2 à former un verre. Le dioxyde de tellure associé à d'autres éléments (Lithium Li, Sodium Na, Potassium K, Magnésium Mg, Baryum Ba et différents métaux de transition) permet la conception d'un réseau vitreux stable dont les propriétés en font un matériau adéquat pour des travaux à base de fibre optique dans le MI. Le terme "fibre en verre de tellure" désigne les fibres dont le composant de base est le dioxyde de tellure. La liaison Te-O définit une énergie de phonon de 650 cm^{-1} largement inférieure à celle de la liaison Si-O [Désévéday2020]. De ce fait, les pertes optiques dans une fibre à saut d'indice avec un cœur (3,5 μm de diamètre) composé de $\text{TeO}_2\text{-Li}_2\text{O-WO}_3\text{-MoO}_3\text{-Nb}_2\text{O}_5$, sont inférieures à 5 dB / m de 1 μm à 5 μm [Saini2018]. L'indice non linéaire des fibres en verre de tellure varie en fonction de la composition du matériau vitreux, mais se situe dans la gamme $[1,7 ; 5,9] \times 10^{-19} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ [Lin2009,

Strutynski2016]. Le zéro de dispersion du verre d'oxyde de tellure se situe autour de 2,13 μm [Ghosh1995]. Ces fibres sont utilisables comme milieu à gain en raison de leur fort indice de réfraction et leur faible énergie de phonon qui favorisent l'émission radiative des ions de terre rare.

Ces fibres, en raison de leur fort indice non linéaire et leurs pertes MI, sont très utilisées dans la génération de continuum [Zhao2017, Saini2018]. Cependant, une pompe optique adaptée et un contrôle de la dispersion grâce à une fibre microstructurée permettent le SSFS d'impulsion unique [Koptev2015, Karpate2020]. Koptev *et al.* présentent des solitons décalés générés dans les fenêtres [1,6 ; 2,15] et [2 ; 2,65] μm en sortie d'une fibre en verre d'oxyde de tellure microstructurée dont le zéro de dispersion a été décalé à 1,5 μm . Leur source de pompe se compose d'un MOFA-Er soudé à une fibre SMF28 émettant par SSFS des impulsions à 1,6 μm . Une part de ces impulsions est injectée dans la fibre TeO_2 générant ainsi des impulsions entre [1,6 ; 2,15]. L'autre part de ces impulsions est injectée dans une fibre pour SSFS puis amplifiée dans une fibre codopée Tm-Yb pour pomper à 2 μm la fibre TeO_2 et générer des impulsions entre [2 ; 2,65] μm . Les auteurs déterminent une largeur temporelle des impulsions de 100 fs à mi-hauteur par mesure des largeurs spectrales et en faisant l'hypothèse que les impulsions sont en limites de Fourier. Les très fortes non-linéarités de ces fibres permettent l'utilisation de faible longueur de fibre mais empêchent la génération d'impulsion à forte énergie. Dans le cas des travaux de Koptev, les solitons générés ont une énergie de l'ordre de 40 pJ.

4.2.3. Verre de chalcogénure.

Le terme "verre de chalcogénure" désigne les fibres à base d'élément chalcogène : tellure Te, soufre S ou sélénium Se. La découverte et l'intérêt portés à ces fibres commencent dans les années 1980. Les éléments chalcogène sont associés à d'autres éléments (arsenic, germanium, iodure d'argent) pour améliorer la robustesse du verre. Les propriétés de transparence, de dispersion et de non-linéarité d'un verre de chalcogénure varient en fonction de sa composition. Les composants de ces verres sont plus lourds que la silice engendrant une énergie de phonon de 150 à 450 cm^{-1} et des pertes infrarouges plus faibles. Les verres de chalcogénure ont un indice non linéaire fluctuant entre 100 à 1000 fois la valeur de celui de la silice en fonction de la composition du verre. À titre quantitatif Eggleton *et al.* [Eggleton2011] reportent des fibres de chalcogénure à base de soufre et à base de sélénium affichant respectivement un indice non linéaire de $2 \times 10^{-18} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ et de $9 \times 10^{-16} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$. L'arsenic est un élément entrant souvent dans la composition des verres de chalcogénure (As_2S_3 , As_2Se_3 ...) pour en améliorer la vitrification, pour augmenter l'indice de réfraction et/ou augmenter l'indice non linéaire. Les fibres en verre de chalcogénure peuvent être utilisées comme milieu pour accueillir les ions de terres rares [Anashkina2019]. La toxicité de l'arsenic n'est plus à décrire, mais des procédés de fabrication permettent de nos jours la création de verre dénué de cet élément. Dans ses travaux, Zhao *et al.* [Zhao2017] présentent des fibres saut d'indice en GeTeAgI de 20 μm de diamètre de cœur affichant des pertes en dessous de 10 dB / m de 8 à 13,5 μm . Grâce à leur très fort indice non linéaire les fibres en verre chalcogénure ont déjà permis de générer des continuums sur de larges plages de longueurs d'onde [2 ; 14] μm

[Lemière2019] à partir de pompes variées (MOPA, MOFA, OPA) [Cheng2016, Zhao2016, Hudson2017, Zhao2017]. Les travaux de SSFS d'impulsion unique dans des fibres en verre de chalcogénure sont rares en raison du trop fort indice non linéaire des fibres et elles nécessitent d'être microstructurées pour déplacer le régime de dispersion anormale vers les basses longueurs d'onde.

4.2.4. Verre fluoré.

Découvert à Rennes en 1974 par Michel Poulain, le verre fluoré a permis l'avènement des fibres en verre fluoré qui se décomposent en deux catégories : les fibres à base de tétrafluorure de zirconium ou fluorozirconate ZrF_4 (ZBLAN ZrF_4 - BaF_2 - LaF_3 - AlF_3 - NaF) et les fibres à base de fluorure d'indium ou fluoroindate InF_3 . Les atomes entrant dans la composition des verres fluorés amènent une énergie des photons de 580 cm^{-1} et 510 cm^{-1} pour respectivement les fluorozirconates et les fluoroindates. Cette propriété associée à la grande solubilité de ces verres rend possible des niveaux d'énergie pour les terres rares jusque-là inaccessibles dans un verre de silice. De plus, les terres rares dans une matrice fluorée possèdent un meilleur rendement que dans une matrice silice, ce qui les rend disponibles pour des travaux d'amplification ou d'émission laser [Cozic2018]. La faible énergie de phonon des verres fluorés permet à un bloc de ZBLAN et InF_3 de 3 mm de transmettre plus de 80% du signal respectivement de $0,22$ à $7\text{ }\mu\text{m}$ et de $0,255$ à $8\text{ }\mu\text{m}$. Les fibres ZBLAN monomodes (Le Verre Fluoré) de $8,5\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre de cœur affichent des pertes inférieures à 30 dB/km entre $1\text{ }\mu\text{m}$ et $3,5\text{ }\mu\text{m}$, hormis autour des $3\text{ }\mu\text{m}$ avec un bond à 35 dB/km , soit une transmission supérieure à 90% pour 10 m de fibre. Les fibres InF_3 monomodes (Le Verre Fluoré) de $7,5\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre de cœur affichent des pertes inférieures à 30 dB/km entre $2,1\text{ }\mu\text{m}$ et $4,1\text{ }\mu\text{m}$ avec un rebond autour de $3\text{ }\mu\text{m}$ à 45 dB/km , soit une transmission supérieure à 90% pour 10 m de fibre. Les valeurs d'indice non linéaire des fibres en verre fluoré dans la littérature sont nombreuses et dépendent de la composition de la fibre. Les valeurs trouvées se situent dans la gamme $[2,1 ; 5,4] \times 10^{-20}\text{ m}^2.W^{-1}$ [Yan2012, Basaldua2018] pour les ZBLAN et $[3,2 ; 4,3] \times 10^{-20}\text{ m}^2.W^{-1}$ pour les InF_3 [Basaldua2018][cf le Verre Fluoré]. De la même manière, le zéro de dispersion des fibres en verre fluoré varie en fonction de la composition. On le retrouve généralement autour de $1,65\text{ }\mu\text{m}$ [Zhang1994]. Les fibres en verre fluoré sont utilisées dans la littérature pour la génération de continuum [Hagen2006, Borondics2018], la réalisation d'oscillateur à verrouillage de modes [Hudson2017] ou d'amplificateur [Duval2016] ou de SSFS [Duval2016, Tang2016].

4.2.5. Fibre en verre d'oxyde de germanium.

L'ajout dans la matrice du verre de silice de dioxyde de germanium dont l'énergie du phonon de la liaison Ge-O est de 900 cm^{-1} , permet de modifier les propriétés de transmission du matériau en diminuant les pertes aux hautes longueurs d'onde. Les pertes optiques d'un bloc de dioxyde de germanium mesuré à $2\text{ }\mu\text{m}$ sont de $0,22\text{ dB/km}$ et restent faibles au-delà, $0,2\text{ dB/m}$ à $3\text{ }\mu\text{m}$ [Dianov2005]. L'indice non linéaire des fibres en verre de silice fortement dopées (>50%) en germanium est quasiment deux fois supérieur à celui des fibres en verre de silice (en fonction du taux de dopage : $4,20 \times 10^{-20}\text{ m}^2.W^{-1}$ pour 63% et $4,97 \times 10^{-20}\text{ m}^2.W^{-1}$

pour 98% à 1,25 μm) [Yatsenko2007]. Dans la suite du manuscrit, les fibres en verre de silice fortement dopée (>50 %) en germanium seront qualifiées de "fibre en verre de germanium". L'indice non linéaire des fibres en verre de germanium est supérieur à celui des fibres de silice en raison du poids des atomes de germanium ; étant plus lourds que des atomes de silice ils augmentent le n_2 . Dans le cas des fibres en verre de germanium, le pourcentage x de dopant de germanium modifie l'équation de Sellmeier de la silice pure afin de retranscrire la présence des deux atomes comme dans l'équation suivante [Fleming1984]. Les différents coefficients pour déterminer l'indice de réfraction via l'équation 4.1 sont donnés dans le Tableau 11. La dispersion de la silice dopée au dioxyde de germanium est représentée Figure 37 pour $x=63\%$ et $x=98\%$.

$$n_{\text{matériau}}^2(\lambda) - 1 = \sum_{j=1}^3 \frac{[A_{j\text{Si}} + x \cdot (A_{j\text{Ge}} - A_{j\text{Si}})]\lambda^2}{\lambda^2 - [\lambda_{j\text{Si}}^2 + x \cdot (\lambda_{j\text{Ge}}^2 - \lambda_{j\text{Si}}^2)]} \quad 4.1$$

Tableau 11 : Coefficients de Sellmeier pour la silice pure (100% SiO_2) et le dioxyde de germanium pur (100% GeO_2)

Matériau/Coefficient	A ₁	A ₂	A ₃	λ_1	λ_2	λ_3
SiO₂	0,6961663	0,4079426	0,8974794	0,0684043	0,1162414	9,896161
GeO₂	0,80686642	0,71815848	0,85416831	0,068972606	0,15396605	11,841931

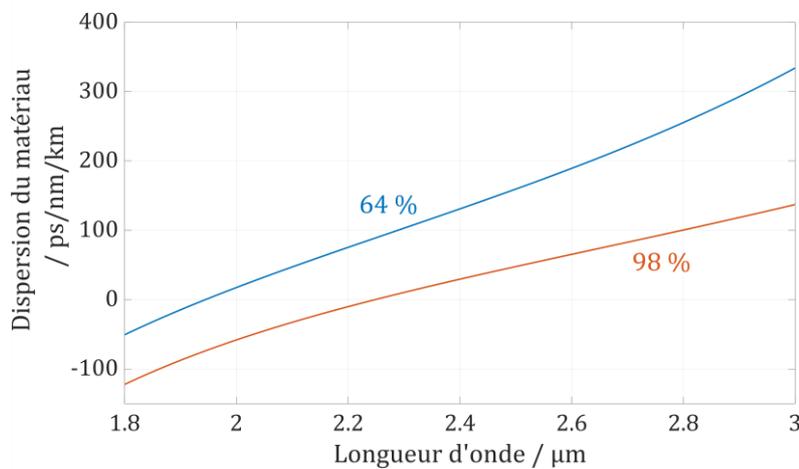


Figure 37 : Dispersion du verre de silice dopée à 64 % (courbe bleue) et 98 % (courbe orange) en dioxyde de germanium. La dispersion est calculée à partir de la formule de Sellmeier équation 4.1 et des coefficients donnés dans le Tableau 11.

Les fibres en verre de germanium sont employées dans la littérature dans des travaux en lien avec le SSFS dans la gamme 2,2-3 μm pour la génération de continuum [Kamynin2012, Anashkina2014, Jain2019] ou le décalage d'impulsion solitonique unique [Du2019, Li2019]. Le dopage en ions fluorescents des fibres en germanium n'est à ma connaissance pas évoqué dans la littérature.

4.2.6. Conclusion.

Le Tableau 12 résume l'ensemble des propriétés des matériaux évoqués précédemment et comparées au verre de silice.

Tableau 12 : Propriétés des matériaux les plus courants pour des travaux dans le moyen infrarouge.

Verre	n_2 / $m^2.W^{-1}$	Pertes	$\lambda_{D=0}$ / μm	\dot{E}_{phonon} / cm^{-1}
Verre de silice SiO ₂	$2,24 \times 10^{-20}$ à 1,55 μm	>2 dB / km pour $\lambda > 2 \mu m$ bloc	1,3	1100
Verre de germanium SiO ₂ dopé GeO ₂ (>50%)	$[4,20 ; 4,97] \times 10^{-20}$ à 1,25 μm	0,2 dB / m Pour $\lambda \in [2 ; 3] \mu m$ bloc	1,7	900
Verre d'oxyde de tellure TeO ₂	$[1,7 ; 5,9] \times 10^{-19}$ à 1,55 μm	5 dB / m de 1 μm à 5 μm Fibre saut d'indice	2,13	770
Verre de chalcogénure AsS AsSe GeTeAl GeSeTe	100 à 1000 $\times n_2$ SiO ₂	<5 dB/m [2,5 ; 6,5] μm <10 dB/m [1; 7] μm <10 dB/m [8; 13,5] μm <3 dB/m [3 ; 9] μm Fibres saut d'indice	5 7 7 6	150-450
Verre fluoré ZBLAN InF3	$[2,1 ; 5,4] \times 10^{-20}$ $[3,2 ; 4,3] \times 10^{-20}$	80% transmission 0,20 à 5,8 μm 0,25 à 7,4 μm Bloc	1,6 1,7	580 510

Le but des travaux de thèse présentés dans ce chapitre est la conception d'une source monolithique émettant des impulsions à la plus haute longueur d'onde et la plus forte puissance crête atteignable avec cette configuration. Au vu des propriétés des matériaux MI, on peut distinguer deux catégories. Les fibres en verre d'oxyde de tellure et les fibres en verre de chalcogénure sont fortement non linéaires. De ce fait, elles ne permettent pas la génération d'impulsion unique à forte puissance crête, mais plutôt la génération de continuum. Ce qui n'est pas le cas des fibres en verre fluoré et des fibres en verre de germanium qui possèdent un indice non linéaire de l'ordre de celui de la silice. Cependant, seules les fibres en verre de germanium peuvent être réalisées avec une gaine en silice permettant ainsi d'être facilement soudées aux fibres en verre de silice et réaliser une source monolithique. Les fibres en verre fluoré peuvent être soudées à des fibres en verre de silice [Fähnle2019] cependant le procédé est complexe et les soudures sont moins robustes. Nous avons donc choisi d'utiliser les fibres en verre de germanium pour nos travaux. Dans le prochain paragraphe, le potentiel des fibres en verre de germanium sera montré par un état de l'art des sources SSFS utilisant ces fibres.

4.3. État de l'art des travaux de SSFS dans les fibres en GeO₂.

À ma connaissance, seulement deux travaux de SSFS utilisant des fibres en verre de germanium ont été publiés dans des revues [Du2019, Li2019]. Ces travaux ont été obtenus au sein de la même équipe. Les travaux de ces équipes ont été publiés durant ma thèse.

Du *et al.* [Du2019] proposent une source accordable sur la plage de longueurs d'onde [2,1-2,4] μm grâce à l'utilisation d'un MOFA pompant 10 m de fibre de diamètre de cœur de 12 μm composé de 64 % de verre de germanium et 36 % de verre de silice. Le SSFS a entièrement

lieu dans la fibre en verre de germanium. Le MOFA utilisé, conçu par leur équipe, est un oscillateur suivi par préamplificateur puis un amplificateur à forte puissance-Tm centré à 1,965 μm . Leur impulsion de pompe est sujette à un élargissement spectral dans l'étage d'amplification, il en résulte une compression de l'enveloppe temporelle de la pompe variant de 630 fs à 280 fs. Leur source MOFA permet d'obtenir des impulsions avec une énergie jusqu'à 4 nJ et donc des puissances crêtes jusqu'à 10 kW. La puissance accordable des impulsions du MOFA permet d'obtenir, après propagation dans les fibres en verre de germanium, un soliton décalé accordable en longueur d'onde de 2,01 à 2,42 μm . Les spectres obtenus en filtrant l'impulsion de pompe, représentés Figure 38 a), attestent de la génération d'un unique soliton pour des puissances moyennes de pompe inférieures à 83 mW. Le soliton décalé à 2,32 μm , pour une puissance moyenne de pompe de 83 mW, possède une largeur temporelle de 220 fs et une puissance crête estimée à 3,6 kW.

La puissance crête des impulsions en sortie de leur MOFA impose l'utilisation de 10 m de fibre pour observer un décalage de soliton. La longueur d'onde de pompe trop basse et les pertes de la fibre composée de 64 % de dioxyde de germanium (mesuré à 0,65 dB/m à 2,4 μm) ne leur permettent pas d'atteindre de plus hautes longueurs d'onde.

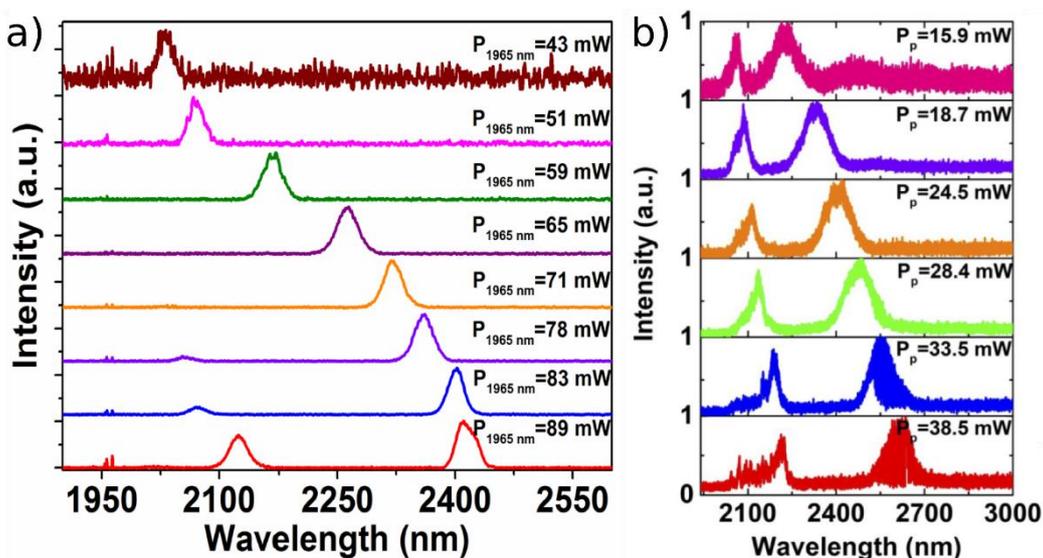


Figure 38 : Spectres de soliton décalé dans des fibres en verre de silice dopée à a) 64% [Du2019] et b) 94% [Li2019] en germanium pompé par une source MOFA-Tm.

En utilisant une fibre composée de 94 % de verre de germanium Li *et al.* [Li2019] ont conçu une source accordable de 2,1 à 2,7 μm . Le diamètre du cœur de la fibre n'est pas précisé dans la publication. L'impulsion initiale est émise par une cavité à verrouillage de mode Tm. Un premier étage de 10 m de fibre amplificatrice-Tm à faible diamètre de cœur de 6 μm permet à l'impulsion d'accumuler assez d'énergie pour générer un soliton décalé entre 2,036 et 2,153 μm en fonction de la puissance des diodes de pompe. Le soliton, mesuré et représenté Figure 38 b), en sortie de 2 m de fibre en verre de germanium, soudée à la fibre amplificatrice Thulium, est décalé entre 2,156 et 2,690 μm . Aucune mesure temporelle en sortie de la fibre en verre de germanium n'est présentée. La largeur temporelle du soliton est estimée, en considérant l'impulsion FT, à 146 fs. La puissance moyenne maximale contenue dans le

soliton décalé est mesurée à 6 mW soit l'équivalent d'une énergie de 0,18 nJ. Bien que le cœur de la fibre se compose de 94 % de dioxyde de germanium et affiche des pertes de l'ordre de 1,25 dB/m à 2,6 μm , les propriétés combinées de la fibre et de la source ne permettent la génération que d'une impulsion de puissance crête de 1,23 kW.

Les solitons générés dans des fibres en verre de germanium dans la littérature n'atteignent que des longueurs d'onde inférieures à 2,7 μm . De plus, les études ne présentent aucune mesure temporelle des solitons et les puissances crêtes déduites sont au maxima de 1,23 kW à la plus haute longueur d'onde atteinte. Dans ce manuscrit, nous présenterons la source développée à Xlim générant des impulsions au-delà de 2,7 μm et de puissance crête plus de 10 fois supérieure aux valeurs de la littérature.

4.4. Conception d'une source monolithique à décalage de soliton dans le moyen infrarouge.

4.4.1. Introduction.

Dans ce paragraphe seront, dans un premier temps, développées les mesures réalisées pour quantifier les pertes des fibres en verre de germanium dans la région MI. Les travaux de Li *et al.* [Li2019], présentés dans l'état de l'art, font mention de pertes inférieures à 1 dB/m pour $\lambda < 2,6 \mu\text{m}$ pour leur fibre en verre de germanium. Les pertes des fibres en verre de germanium, fabriquées par le FORC et utilisées dans nos travaux n'avaient été évaluées que dans la gamme [1,2 ; 2,2] μm . Une quantification des pertes [2,4 ; 3] μm est nécessaire pour la suite de nos travaux. Par la suite seront développés les travaux numériques réalisés pour s'assurer de la possibilité d'utiliser les fibres en verre de germanium dans des travaux de SSFS MI malgré leurs pertes. Ces travaux nous amèneront naturellement à la présentation des résultats expérimentaux de SSFS jusqu'à 3 μm dans ces fibres.

4.4.2. Mesure des pertes des fibres en verre de germanium.

Les fibres en verre de germanium utilisées au cours de ces travaux et résumées dans le Tableau 13 : sont décrites dans les travaux de Dianov *et al.* [Dianov2005] et réalisées au FORC.

Tableau 13 : Caractéristiques des fibres en verre de silice dopée au germanium à 64% et 98% fabriquées par le Fiber Optics Research Center utilisées dans mes travaux.

dénomination	matériau	Diamètre cœur / μm	$n_2 \times 10^{20}$ / $\text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$	fr
FGe ^{64%} ₁₀	37% SiO ₂ - 63% GeO ₂	10	4,20	0,13
FGe ^{98%} ₄	2% SiO ₂ - 98% GeO ₂	4	4,97	0,13
FGe ^{98%} ₈	2% SiO ₂ - 98% GeO ₂	8	4,97	0,13

Dans les travaux de Dianov les pertes des fibres sont mesurées de 1,2 μm à 2,2 μm . Cependant, comme évoqué précédemment, les pertes d'un bloc de dioxyde de germanium sont de 0,22 dB/km et 0,2 dB/m à respectivement 2 μm et 3 μm ce qui laisse penser que ces fibres auront des pertes acceptables pour des longueurs d'onde supérieures à 2,2 μm .

La transmission et les pertes des fibres de 1,97 à 3,6 μm , mesurées par une méthode de cut-back, ainsi que le système expérimental réalisé pour cela sont représentés Figure 39. Une source continuum 1,9-4,2 μm (Coverage, NOVAE Laser) est injectée dans la fibre en verre de germanium à caractériser. Le signal en sortie de fibre est collecté par un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier. La lentille de collecte utilisée en diamant noir est adaptée pour ces travaux (C036TME-E, Thorlabs). Les longueurs de fibres utilisées sont de 20 cm. Les fibres testées sont la fibre FGe^{64%}₁₀ et la fibre FGe^{98%}₄. Les pertes et la transmission des fibres de 8 μm et 4 μm composé à 98 % de dioxyde de germanium seront considérées identiques.

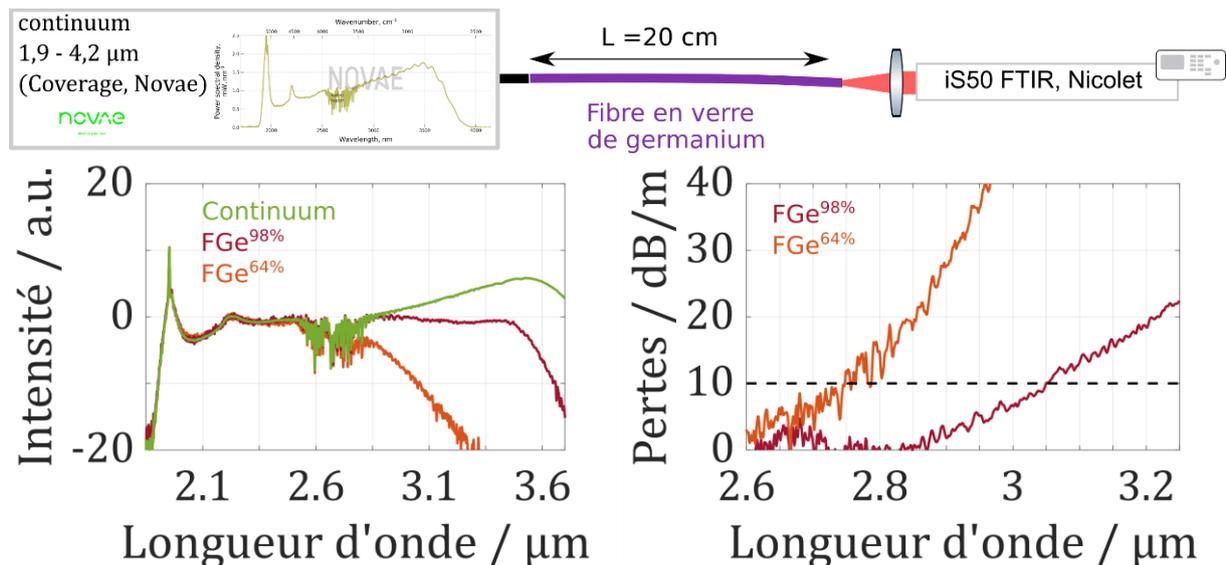


Figure 39 : Système expérimental pour la mesure des pertes optiques de fibres au coeur en verre de germanium composé de 64 % (courbe orange, FGe^{64%}₁₀) et 98 % (courbe rouge, FGe^{98%}₄) de GeO₂. Bas gauche : Transmission de 20 cm de fibre en verre de germanium pour différents pourcentages de dopant pompée par un continuum 1,9-4,2 μm (courbe verte). Bas droite : pertes optiques des fibres en verre de germanium pour deux valeurs de pourcentage de GeO₂.

La transmission pour 20 cm de fibres en verre de germanium et le spectre de la source continuum utilisée, représentés Figure 39 (gauche), permettent de visualiser rapidement l'impact du dioxyde de germanium sur la transmission des fibres. Le signal bruité à $\approx 2,7 \mu\text{m}$ est dû aux pertes atmosphériques. On peut estimer que les fibres composées à 64% de germanium voient leur transmission chuter à partir de 2,82 μm tandis que les fibres composées à 98% de germanium voient cette limite repoussée à 3,04 μm .

Les pertes, représentées Figure 39 (droite), des fibres avec 64 % et 98 % de dioxyde de germanium atteignent une valeur critique, fixée arbitrairement à 10 dB / m, à des longueurs d'onde respectives de 2,750 μm et 3,040 μm . En raison des pertes des fibres avec 64 % de GeO₂ le choix a été fait d'utiliser les fibres avec 98 % de GeO₂ pour des travaux $2,4 \mu\text{m} < \lambda_0 < 3 \mu\text{m}$.

Bien que ces pertes soient importantes, elles sont à relativiser en raison de l'application visée qu'est la génération d'impulsion par SSFS. Ultérieurement dans le chapitre 3, nous avons constaté qu'une longueur de 1 m de fibres en verre de silice est largement suffisante pour permettre un SSFS significatif. De plus, ce n'est que vers la fin de la fibre que les longueurs

d'onde les plus hautes, et donc les pertes les plus élevées, sont atteintes. Les fibres en verre de germanium possédant un n_2 plus de 2 fois plus grand que les fibres en verre de silice (autour de $4,6 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ à $1,25 \mu\text{m}$), on peut espérer qu'une plus courte longueur de fibre sera suffisante pour permettre d'obtenir un SSFS significatif. Cette hypothèse sera vérifiée par des modélisations de la propagation d'impulsion dans les fibres FGe^{98%}.

4.4.3. Modélisation numérique de SSFS dans les fibres en verre de germanium.

Bien que les pertes demeurent importantes, les non-linéarités des fibres en verre de germanium doivent théoriquement permettre d'utiliser de très courtes longueurs de fibre. Pour prouver cette hypothèse nous allons nous appuyer sur la modélisation de la propagation d'une impulsion à différentes longueurs d'onde de pompe dans des fibres FGe^{98%}. Comme l'atteste la dispersion représentée Figure 40, les fibres FGe^{98%₈} et la FGe^{98%₄} possèdent une dispersion anormale pour des longueurs d'onde supérieures à $1,5 \mu\text{m}$ rendant ainsi possible le régime solitonique des sources de pompes au-dessus de cette longueur d'onde. Les modes guidés dans les fibres FGe^{98%₈} et FGe^{98%₄} ont été résolus par un logiciel résolvant l'équation d'Helmholtz.

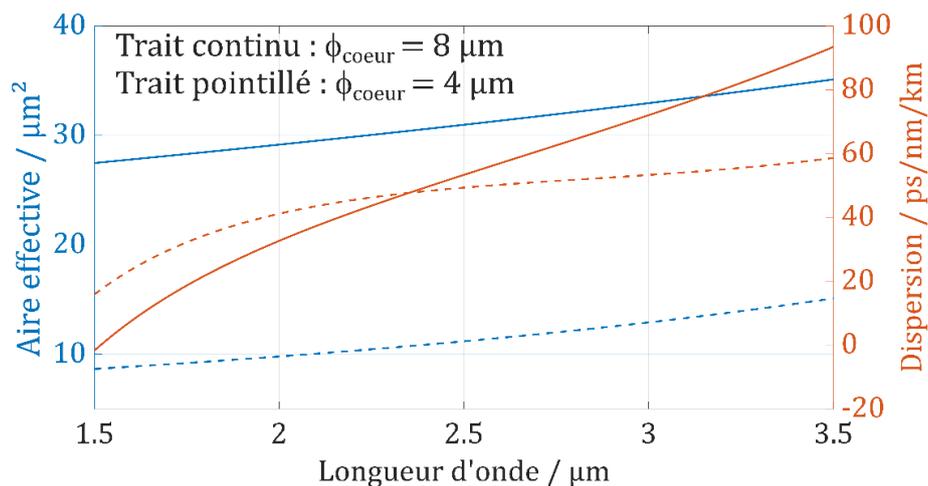


Figure 40 : Aire effective et dispersion du mode fondamental se propageant dans des fibres en germanium (98 % GeO₂, 2 SiO₂) de diamètre de cœur $8 \mu\text{m}$ (trait continu) et $4 \mu\text{m}$ (trait pointillé).

Sur la Figure 41 est représentée la modélisation de propagation dans 1 m de FGe^{98%₈} d'une impulsion aux caractéristiques typiques d'un MOFA-Er $1,56 \mu\text{m}$, 800 fs, 20 nJ, 50 MHz

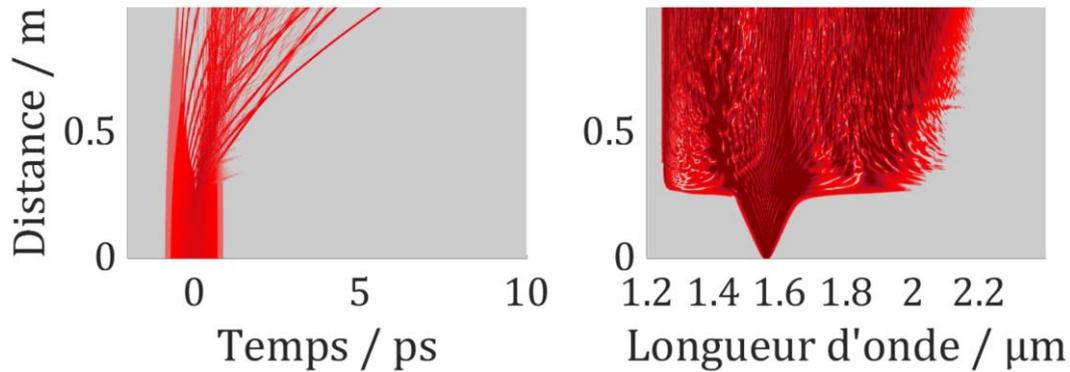


Figure 41 : Modélisation de l'évolution de l'enveloppe temporelle (gauche) et de l'évolution de l'enveloppe spectrale (droite) d'une impulsion dans 1 m d'une fibre en verre de germanium de 8 μm de diamètre de cœur. Paramètre de l'impulsion : 1,56 μm , 800 fs, 20 nJ, 50 MHz.

On constate que les paramètres de la fibre à cette longueur d'onde et de la source de pompe ne sont pas adaptés pour la génération d'impulsion unique. Temporellement une multitude d'impulsions est émise ce qui conduit spectralement à un continuum. Les modélisations avec la $\text{FGe}^{98\%}_4$ ne sont pas réalisées. La fibre possédant une aire effective plus petite, les conclusions seraient similaires. Pour éviter la génération d'autant d'impulsions, il est nécessaire de baisser l'ordre du soliton injecté. Un soliton décalé à partir d'une source MOFA-Er sera plus court temporellement et moins énergétique que la source. De plus, en augmentant la longueur d'onde de la pompe les solitons générés sont plus énergétiques et demandent plus d'énergie pour être générés. Pomper les fibres en verre de germanium avec un soliton décalé permet de diminuer le nombre de solitons générés dans la fibre et d'augmenter leur énergie. L'utilisation des fibres en verre de germanium pour des travaux de SSFS en dessous de 2,4 μm n'est pas pertinente au vu des faibles pertes des fibres en verre de silice en dessous de longueur d'onde et leur facilité d'utilisation. En raison des arguments énoncés, nous allons chercher à pomper les fibres en verres de germanium avec un soliton décalé, dans des fibres en verre de silice, entre [2,0 ; 2,4] μm .

Sur la Figure 42 est représentée, pour différentes longueurs d'onde de pompe λ_p et pour différentes énergies, la longueur d'onde du soliton décalé, après propagation dans 0,5 m de fibre $\text{FGe}^{98\%}_8$ et de $\text{FGe}^{98\%}_4$, pour une impulsion pompe, à 50 MHz et de 100 fs de largeur temporelle. Le but des modélisations réalisées est d'obtenir une idée des paramètres de la source pour pomper les fibres en verres de germanium. La limite maximale d'énergie est fixée dès qu'un second soliton est émis. La fibre $\text{FGe}^{98\%}_8$ possède une aire effective, représentée Figure 40, (29,15 μm^2 à 2 μm) environ 3 fois supérieure à celle de la fibre de $\phi_{\text{cœur}} = 4 \mu\text{m}$ (9,8 μm^2 à 2 μm), de ce fait elle aura un coefficient de non-linéarité plus faible. Une impulsion de pompe plus énergétique est nécessaire afin d'obtenir le même SSFS dans la fibre $\text{FGe}^{98\%}_8$ que dans la fibre $\text{FGe}^{98\%}_4$.

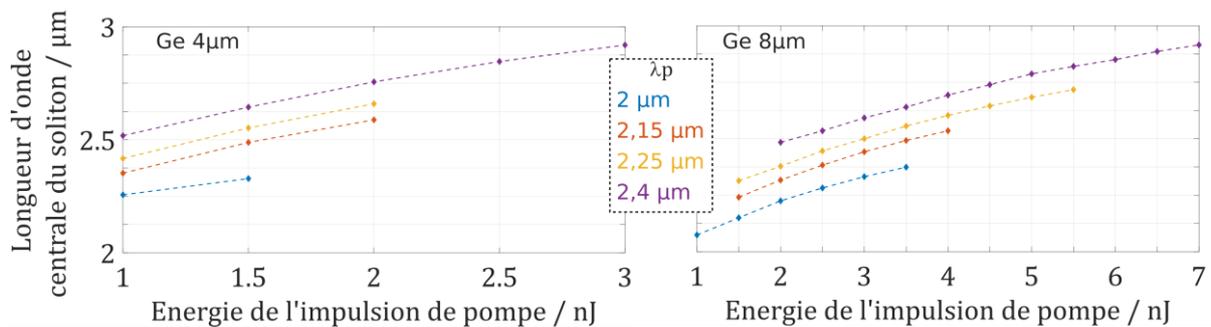


Figure 42 : Évolution de la longueur d'onde d'un soliton décalé dans une fibre en verre de germanium de $\phi_{\text{cœur}} = 4 \mu\text{m}$ (gauche) et $\phi_{\text{cœur}} = 8 \mu\text{m}$ (droite) en fonction de l'énergie et de la longueur d'onde centrale de l'impulsion de pompe (100 fs, 50 MHz)

Plus la longueur d'onde de pompe λ_p est élevée et plus l'énergie nécessaire au SSFS est importante. De plus la limite avant l'apparition du second soliton est aussi repoussée. Dans la fibre de $4 \mu\text{m}$, Figure 42 (gauche), on constate qu'une impulsion d'énergie de 2 nJ permet de générer un soliton SSFS au-delà de $2,5 \mu\text{m}$. Dans le cas de fibre de $8 \mu\text{m}$, Figure 42 (droite), une énergie supérieure à 2 nJ est nécessaire avec λ_p supérieure à $2,1 \mu\text{m}$. Ces modélisations permettent de déterminer les paramètres cibles de la source de pompe à développer pour permettre la génération de SSFS au-delà de $2,4 \mu\text{m}$ dans les fibres en verre de germanium. La suite de ce paragraphe sera consacrée à la modélisation d'une telle source.

Le but est de prouver via des modélisations qu'il est possible de générer un soliton de longueur d'onde centrale $\lambda_0 \in [2 ; 2,4] \mu\text{m}$, d'énergie supérieure à 2 nJ et de largeur temporelle proche 100 fs avec une cascade de fibre en verre de silice entièrement soudée pompée par une source de type MOFA-Er. Les modélisations réalisées se sont basées sur les fibres disponibles dans le laboratoire lors de ces travaux et sur les caractéristiques de la source de type MOFA-Er dont nous disposons au laboratoire : $1,56 \mu\text{m}$, 800 fs, 26 nJ, 50 MHz. Une diminution de l'aire effective du mode, entre deux fibres de la cascade, entraîne une augmentation du coefficient de non-linéarité. Si les paramètres de la fibre combinés à ceux de l'impulsion injectée le permettent, alors la fission solitonique de l'impulsion a lieu et un soliton est émis.

L'énergie du soliton étant proportionnelle à l'aire effective du mode propagé, celle-ci doit être la plus grande possible afin de convertir le maximum de l'énergie de la source de pompe en énergie du soliton. Il est donc essentiel de s'obliger à conserver des fibres aux plus grandes aires modales possible.

La Figure 43 représente la modélisation de la propagation d'une impulsion ($1,56 \mu\text{m}$, 800 fs, 26 nJ, 50 MHz) se propageant dans 5 m d'une fibre monomode de $35 \mu\text{m}$ de diamètre de cœur SM35. Le soliton, tout au long de la propagation, se décale aux plus hautes longueurs d'onde et acquiert un retard temporel relatif. Le caractère asymptotique du décalage du soliton, déjà évoqué dans le Chapitre 3, est visible. Arbitrairement, nous avons choisi une largeur temporelle maximale de 100 fs en sortie des fibres composant la cascade de fibres. La longueur de fibre est limitée à 8,3 m de fibre SM35 puisqu'au-delà de cette longueur la largeur temporelle de l'impulsion dépasse 100 fs.

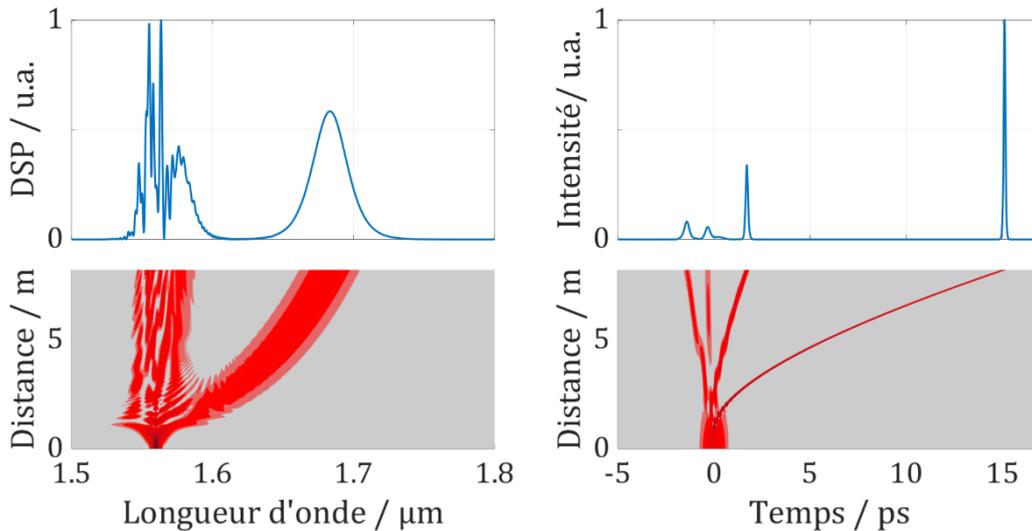


Figure 43 : Modélisation de l'évolution de l'enveloppe spectrale (gauche) et de l'évolution de l'enveloppe temporelle (droite) d'un soliton dans 8,3 m d'une fibre en verre de silice de 35 µm de diamètre de cœur. Paramètre à l'injection : 1,56 µm, 800 fs, 26 nJ, 50 MHz.

L'enveloppe spectrale permet de distinguer un soliton à 1,684 µm et le résidu de pompe issu de la fission solitonique. Les caractéristiques du soliton après 8,3 m de fibre sont les suivantes : 1,684 µm, 100 fs, 13,88 nJ, 50 MHz. Une fibre d'aire effective plus petite provoquerait un taux de décalage solitonique plus rapide cependant cela aurait pour effet de réduire l'énergie comprise dans le 1^{er} soliton décalé. L'enjeu de ces modélisations est de déporter aux hautes longueurs la plus grande quantité d'énergie, il est donc capital de réduire l'aire effective pour assurer le décalage tout en conservant une quantité d'énergie suffisante. Les propriétés de la fission solitonique et de l'auto-décalage fréquentiel permettent de conserver une largeur temporelle inférieure à 100 fs.

En poursuivant le raisonnement décrit, une cascade de fibres, représentée Figure 44, a été modélisée permettant de remplir les objectifs fixés précédemment. Exceptée à la sortie de la dernière fibre (SMF28E), la largeur temporelle des solitons émis est limitée à 100 fs. Un coefficient de couplage est appliqué entre deux fibres afin de prendre en compte des pertes d'injection à la soudure causées par l'écart de dimension entre les modes. Le coefficient est calculé grâce à la formule suivante avec l'hypothèse que les deux fibres soient parfaitement alignées lors de la soudure : $\text{Couplage} = 4 \times \text{MFD}_{\text{Fibre1}}^2 \times \text{MFD}_{\text{Fibre2}}^2 / (\text{MFD}_{\text{Fibre1}}^2 + \text{MFD}_{\text{Fibre2}}^2)^2$ où MFD représente le diamètre du mode fondamental des fibres. Les fibres composant la cascade fibrée ainsi que les propriétés de l'impulsion à la sortie de chacune et le couplage entre elles sont résumés sur la Figure 44 suivante.

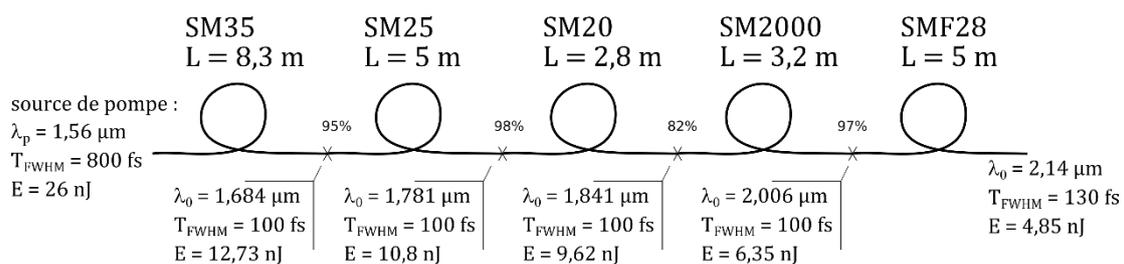


Figure 44 : Synoptique de la source SSFS pour le pompage des fibres en verre de germanium.

La cascade de fibres se compose de fibres monomodes d'aire effective décroissante permettant ainsi d'augmenter le coefficient de non-linéarité. L'aire effective et la dispersion du mode fondamental de chaque fibre impliquée dans la cascade de fibres modélisée sont représentées Figure 45.

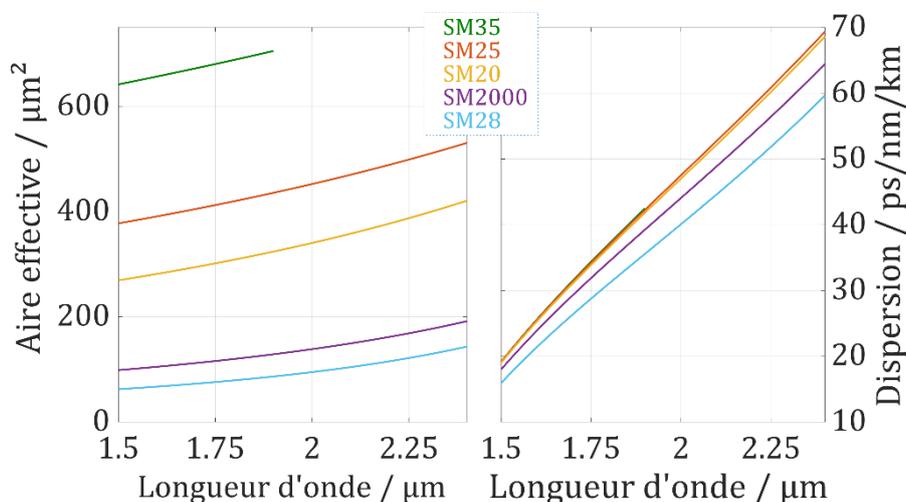


Figure 45 : Aire effective (gauche) et dispersion (droite) des fibres monomodes de diamètre de cœur :35, 25, 20, 11 et 8,2 μm

La source laser modélisée permet de décaler un soliton aux caractéristiques suivantes : 2,140 μm , 130 fs, 4,85 nJ, 50 MHz. Cette source est utilisée pour pomper la fibre $\text{FGe}^{98\%}_8$ et la fibre $\text{FGe}^{98\%}_4$. Le couplage de puissance appliqué pour les modélisations de propagation dans les fibres est respectivement de 70% et 40 %.

Le soliton décalé après propagation dans 0,5 m de fibre $\text{FGe}^{98\%}_4$, représenté Figure 46, possède les caractéristiques suivantes 2,541 μm , 65 fs, 1,07 nJ, 16,1 kW, 50 MHz.

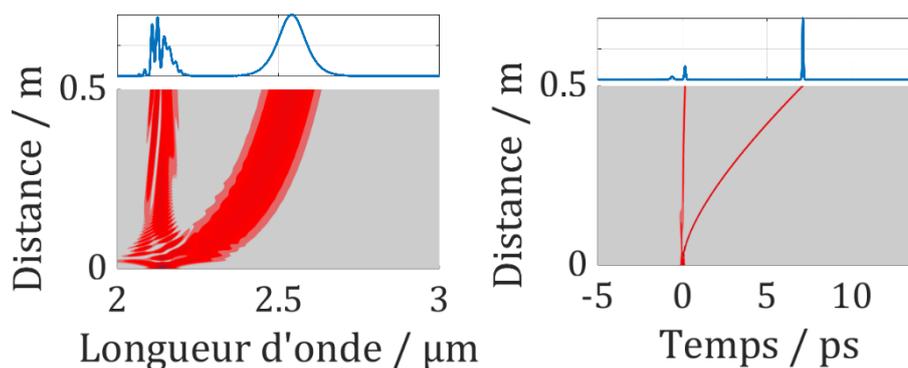


Figure 46 : Modélisation de l'évolution de l'enveloppe spectrale (gauche) et de l'évolution de l'enveloppe temporelle (droite) d'un soliton propagé dans 0,5 m d'une fibre en verre de germanium de 4 μm de diamètre de cœur. Paramètre à l'injection : 2,140 μm , 130 fs, 4,85 nJ, 50 MHz.

Le soliton, après propagation dans 0,5 m de fibre $\text{FGe}^{98\%}_8$, représenté Figure 47, possède les caractéristiques suivantes : 2,450 μm , 60 fs, 2,14 nJ, 35,7 kW, 50 MHz,.

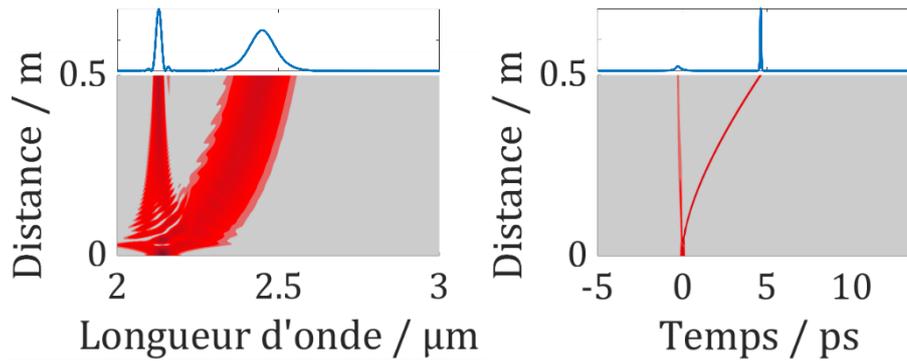


Figure 47 : Modélisation de l'évolution de l'enveloppe spectrale (gauche) et de l'évolution de l'enveloppe temporelle (droite) d'un soliton dans 0,5 m dans une fibre en verre de germanium de 8 µm de diamètre de cœur. Paramètre à l'injection : 2,140 µm, 130 fs, 4,85 nJ, 50 MHz.

Nous avons démontré qu'il est possible numériquement de réaliser une source de pompe monolithique femtoseconde à soliton SSFS [2-2,4] µm permettant de générer des solitons [2,4-3] µm de puissance crête supérieure à 10 kW dans des fibres en verre de germanium. Ces modélisations nous ont permis d'appréhender le décalage de soliton dans une cascade fibrée afin de réaliser expérimentalement le SSFS.

Au cours de ces modélisations, nous avons difficilement dépassé la longueur d'onde de 2,5 µm. La fission solitonique permet de conserver une largeur temporelle inférieure à 100 fs, mais provoque une perte d'énergie. Ces pertes d'énergie engendrent un décalage solitonique plus faible dans la fibre suivante. Cependant expérimentalement il est possible de réduire les pertes aux soudures et d'obtenir des pertes proches de 0 entre deux fibres de silice. En considérant une transmission de 100% aux soudures il est possible avec la configuration de cascade fibrée suivante : SM35(8,3 m)-SM25(5 m)-SM20(2,8 m)-SM2000(2,05 m)-SMF28(5 m) de décaler une impulsion aux propriétés suivantes 2,164 µm, 140 fs, 6,04 nJ, 50 MHz. Cette source injectée avec un couplage de 40% dans 0,5 cm de fibre FGe^{98%}₄ permet de générer un spectre mono-impulsionnel 2,626 µm, 65 fs, 1,25 nJ, 50 MHz. En considérant un couplage de 50% la longueur d'onde de 2,7 µm est atteinte, mais le spectre généré n'est plus mono-impulsionnel.

Dans la suite du manuscrit sera présenté la source expérimentale réalisée permettant le SSFS [2-2,4] µm et les résultats de SSFS [2,7 ;3] µm dans les fibres en germanium de 4 µm et de 8 µm de diamètre de cœur utilisant une source SSFS comme impulsion initiale. Pour cela il a fallu trouver une solution au problème d'énergie illustré dans ce paragraphe.

4.5. Résultats expérimentaux.

4.5.1. Présentation du système expérimental.

Le montage réalisé dans une configuration entièrement monolithique, représenté Figure 48, se compose d'une source de pompe de type MOFA-Er et de deux étages de fibre pour le SSFS. La source se compose d'une cavité à verrouillage de mode erbium par absorbant saturable. Les impulsions en sortie de la cavité à verrouillage de mode possèdent les caractéristiques suivantes : 1,56 µm, 800 fs, 47,6 MHz. La cavité est suivie d'un étage de préamplification erbium afin d'augmenter l'énergie des impulsions jusqu'à $E = 0,2$ nJ. Une fibre

à grande aire modale dopée erbium de $\phi_{\text{coeur}} = 35 \mu\text{m}$ (SM35-Er) [Kotov2015b] amplifie les impulsions jusqu'à une énergie de $E = 30 \text{ nJ}$ [Cadroas2017]. La fibre dopée est soudée à une courte longueur de fibre monomode de $\phi_{\text{coeur}} = 30 \mu\text{m}$ SM30. La fibre SM30 réalise une adaptation modale entre la fibre amplificatrice SM35-Er et la fibre SM20, mais les processus solitoniques n'y ont pas lieu.

Tableau 14 : Caractéristiques des fibres composant le montage expérimental (Figure 48)

matériau	nom	Diamètre ϕ_{coeur} / μm	ON	λ_c / μm
SiO ₂	SM20	20	0,08	2
Tm (ixblue)	TM12	12	0,14	2,2
2SiO ₂ -98GeO ₂	FGe ⁹⁸ % ₄	4	0,63	3,3
2SiO ₂ -98GeO ₂	FGe ⁹⁸ % ₈	8	0,63	6,5

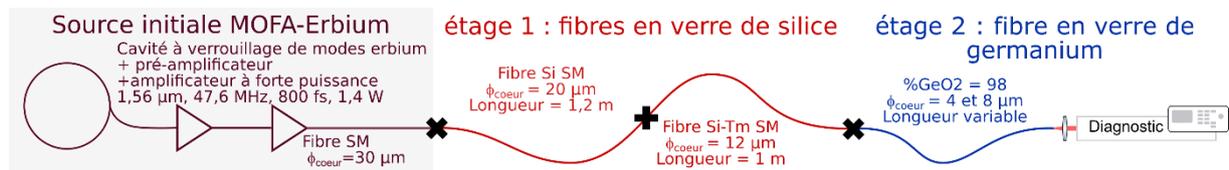


Figure 48 : Schéma du montage expérimental pour le décalage d'un soliton à $\lambda > 2,4 \mu\text{m}$ dans une cascade de fibres à base de silice et de fibres de silice dopée germanium 98%.

Le premier étage de la source a pour but de générer un soliton suffisamment énergétique pour être auto-décalé au-delà de $2,4 \mu\text{m}$ dans les fibres en verre de germanium composant l'étage 2. Au cours de ces travaux de thèse, plusieurs sources ont été réalisées, la configuration présentée Figure 48 est celle permettant d'obtenir les plus fortes puissances crêtes. Les caractéristiques des fibres composant le montage sont résumées dans le Tableau 14.

4.5.2. Étage 1 : SSFS dans des fibres en verre de silice.

La Figure 49 suivante présente les spectres (Yokogawa AQ6375B) et les traces d'autocorrélation (Femtochrome FR-103XL) mesurés à la sortie des différentes fibres composant l'étage 1. L'ensemble est détaillé dans la suite de ce paragraphe.

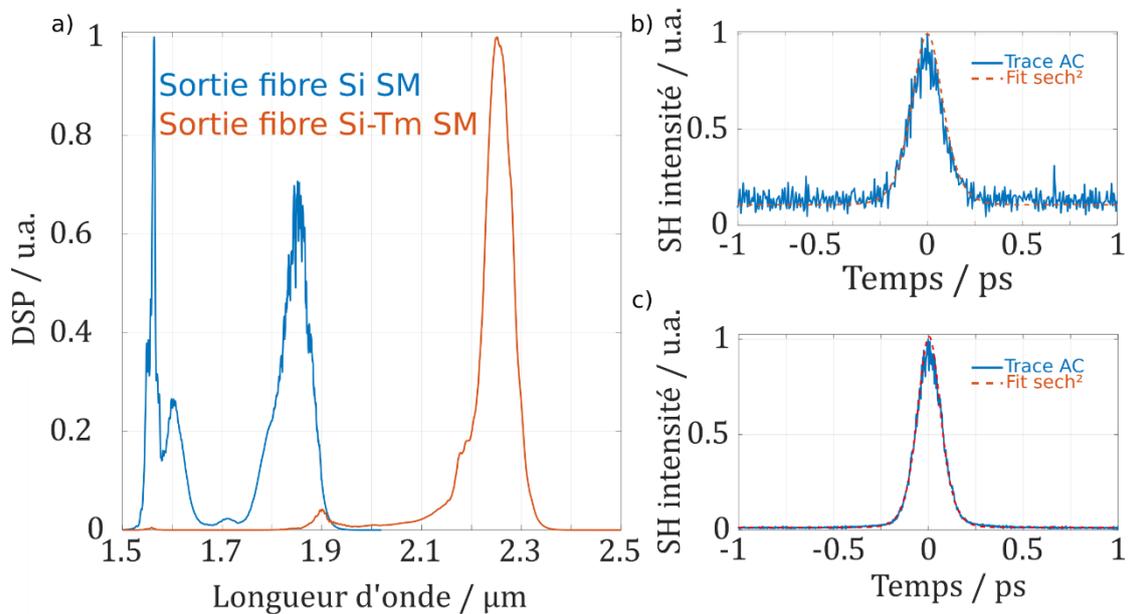


Figure 49 : a) Profils spectraux en linéaire et b) c) traces d'autocorrélation mesurées (bleu plein) et approximations mathématiques par une sécante hyperbolique carrée (orange pointillé) à la sortie d'une cascade de fibre pompée par un MOFA-Er. Paramètre de la source MOFA-Er : 1,56 μm , 800 fs, 30 nJ, 47,6 MHz. Sortie de la fibre SM20 : a) spectre courbe bleue et c) autocorrélation. Sortie de la fibre Tm12 : a) spectre courbe orange et b) autocorrélation.

La fission de l'impulsion de pompe et le SSFS d'une impulsion jusqu'à 1,85 μm , visible sur le spectre bleu présenté Figure 49 a), a lieu dans une longueur de 1,2 m de fibre monomode 20/125 μm . La mesure d'autocorrélation et l'approximation numérique par une sécante hyperbolique carrée, présentées Figure 49 c), permettent de déterminer une largeur temporelle du soliton SSFS de 100 fs. La mesure de la puissance moyenne à l'aide d'un filtre passe-haut ($\lambda_{\text{coupure}} = 1,56 \mu\text{m}$) permet de déduire une énergie comprise dans le soliton SSFS de 14,7 nJ. Une rotation du filtre permet de décaler la longueur d'onde de coupure vers les hautes longueurs d'onde. La part d'énergie de la source de pompe comprise dans le soliton décalé est de l'ordre de 49 %. La caractérisation du soliton en sortie de la SM20 nécessite une clive en angle de 7 degrés sinon la réflexion à l'interface fibre SM20/air déstabilise les diodes de pompe du MOFA et modifie le décalage solitonique. Sur le spectre mesuré est visible le résidu de pompe après fission solitonique ainsi que le second soliton décalé à environ 1,603 μm .

Une première solution pour nettoyer le résidu de pompe est l'emploi de réseau inscrit. L'emploi de réseau inscrit dans la fibre a été envisagé afin de provoquer une fuite du mode fondamental propagé à 1,56 μm vers un mode de gaine de la fibre. Les réseaux inscrits fonctionnent sur le principe d'un accord de phase entre les constantes de propagation ; les largeurs spectrales typiques de 1 nm sont trop étroites pour permettre d'évacuer l'ensemble des résidus.

Une seconde solution est l'utilisation de l'absorption par l'ion terre rare Thulium. De plus on peut espérer une absorption de l'énergie du résidu de la pompe et du second soliton au profit du 1^{er} soliton. En effet la section efficace d'absorption [1,55 ; 1,75] μm et la section efficace d'émission [1,68 ; 1,98] μm de l'ion Tm^{3+} [Agger2006] coïncident avec les longueurs d'onde des impulsions émises après les 1,2 m de fibre SM20.

Une longueur de 1 m de fibre en verre de silice dopée au Thulium de 12 μm de diamètre de cœur Tm12 est soudée à la SM20. Le spectre collecté, représenté Figure 49 a) courbe orange, en sortie de fibre confirme que la fibre thulium fonctionne comme espéré. Les résidus de l'impulsion de pompe à 1,56 μm sont absorbés par l'ion Tm^{3+} et l'aire effective de la fibre permet la fission de l'impulsion à 1,85 μm et le décalage d'un soliton à 2,252 μm . Une mesure d'autocorrélation et l'approximation numérique par une sécante hyperbolique carrée, présentées Figure 49 b), permettent de déterminer une largeur temporelle de 90 fs. L'énergie, dans l'impulsion à 2,252 μm , déterminée grâce à une mesure de puissance moyenne avec un filtre passe-bande de 0,5 μm centré à 2,25 μm , est de 8,5 nJ. Le rapport entre l'énergie de l'impulsion à 2,252 μm en sortie de la fibre en verre de silice dopée Thulium et l'impulsion à 1,85 μm pompant la fibre en verre de silice dopée Thulium est de l'ordre de 58 %.

Les caractéristiques 2,252 μm , 90 fs, 8,5 nJ, 47,6 MHz de la source réalisée, correspondant à l'étage 1 du schéma représenté Figure 48, coïncident avec les caractéristiques de la source cible définie, Figure 42, pour pomper les fibres en verre de germanium FGe^{98%}. Dans la suite seront présentés les solitons décalés au-delà de 2,4 μm obtenus expérimentalement dans les fibres en verre de germanium soudées à la suite de la fibre thulium.

4.5.3. Étage 2 : SSFS dans des fibres en verre de germanium de $\phi_{\text{cœur}} = 4 \mu\text{m}$.

En raison des longueurs d'onde impliquées dans les travaux présentés dans la suite de ce manuscrit, les faisceaux sont collimatés avec des lentilles adaptées pour nos travaux (molded IR asphéric Lenses, Thorlabs). Les lentilles en silice apportent des pertes et une dispersion chromatique trop importantes. Les spectres sont mesurés par un spectromètre à transformée de Fourier (iS50 FTIR, Nicolet) ou un spectromètre à réseau [1,5-3,4] μm (AQ6376, Yokogawa). Les mesures d'autocorrélation sont réalisées avec un autocorrélateur à génération de seconde harmonique 0,410-5,0 μm (FR-103XL, Femtochrome). La gaine en silice de la fibre en germanium facilite la soudure de la fibre FGe^{98%} avec la fibre Tm12 cependant la différence de température de transition entre le verre de germanium et le verre de silice est problématique. Lors des soudures, l'arc électrique de la soudeuse (FSM-100M, FUJIKURA) n'est pas placé entre les fibres, mais légèrement décalé sur la fibre de silice permettant ainsi de souder aisément les deux fibres.

Dans un premier temps, l'étage 2 de la Figure 48 est composé de la fibre en germanium de 4 μm de diamètre de cœur soudée à la fibre thulium. Le spectre est mesuré avec 40 cm de fibre en verre de germanium, puis après avoir coupé 35 cm le spectre est à nouveau mesuré pour suivre l'évolution du décalage solitonique au cours de la propagation. Les spectres, présentés Figure 50, sont mesurés pour des longueurs de 40 cm (trait plein orange) et 5 cm (trait plein bleu) de fibre en verre de germanium. Pour les deux longueurs de fibre, on peut apercevoir

sur les spectres mesurés des impulsions à 2,25 μm à 1,85 μm provenant des décalages solitoniques dans les étages précédents. La fission solitonique et le SSFS permettent de générer avec 40 cm et 5 cm de longueur de $\text{FGe}^{98\%}_4$ un premier soliton respectivement à 3,02 μm et 2,95 μm ainsi qu'un deuxième soliton autour de 2,46 μm .

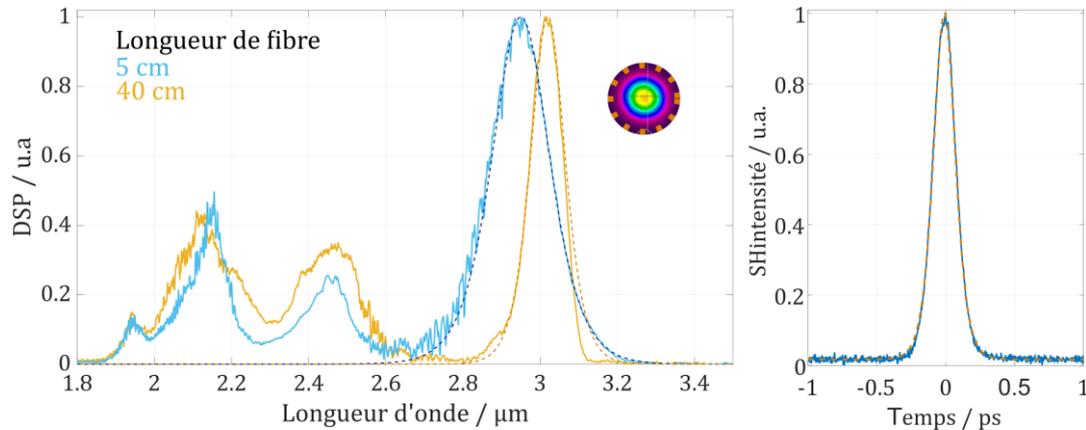


Figure 50 : gauche) Profils spectraux, en linéaire, mesurés à la sortie de 5 cm (courbe bleue) et 40 cm (courbe orange) d'une fibre en verre de germanium 98% $\phi_{\text{cœur}} = 4 \mu\text{m}$ pompée par une source à 2,252 μm . Insert : répartition spatiale d'intensité mesurée avec un filtre passe-bande. Droite) Trace d'autocorrélation mesurée (bleu plein) et approximation mathématique par une sécante hyperbolique carrée (orange pointillé) du soliton SSFS à 3 μm après 40 cm de fibre. Paramètre de la source de pompe : 2,252 μm , 120 fs, 8,5 nJ, 47,6 MHz. Paramètre du filtre passe-bande : $\lambda_0 = 3,0 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 0,500 \mu\text{m}$.

Pour une longueur de fibre de 40 cm, la mesure d'autocorrélation, présentée Figure 50, et la mesure de puissance sont réalisées avec un filtre passe-bande F3 $\lambda_0 = 3,0 \mu\text{m}$ - $\Delta\lambda = 500 \text{ nm}$. La mesure temporelle et l'approximation numérique permettent de déduire une largeur temporelle à mi-hauteur de 110 fs. Dans le cas du soliton décalé à 3,02 μm ($\Delta\lambda = 105 \text{ nm}$) le produit largeur temporelle \times largeur fréquentielle est de 0,35 (pour rappel il est de 0,315 pour une impulsion FT sech^2). La largeur à mi-hauteur est calculée avec l'approximation numérique. L'impulsion en limite de Fourier posséderait une largeur temporelle à mi-hauteur de 91 fs (écart de 17 %). Ce sujet a été évoqué dans le Chapitre 3, l'hypothèse est que le soliton est FT lors de la fission solitonique, cependant au cours du décalage vers de hautes longueurs d'onde il acquiert une dérive de fréquence temporelle du fait de la croissance de la dispersion ($D_{\text{FGe}^{98\%}_4}(2,2 \mu\text{m}) = 45,44 \text{ ps/nm/km}$ et $D_{\text{FGe}^{98\%}_4}(3 \mu\text{m}) = 53,34 \text{ ps/nm/km}$). La mesure d'autocorrélation avec 5 cm n'a pas pu être réalisée. La largeur temporelle de l'impulsion est au minima en limite de Fourier d'une impulsion de largeur spectrale de $\Delta\lambda = 176 \text{ nm}$ soit une valeur de 51,95 fs.

La répartition spatiale d'intensité, présentée Figure 50, mesurée (Pyrocam III-C-A, Spiricon) après le filtre passe-bande F3 pour une longueur de fibre de 40 cm, atteste du caractère gaussien du mode portant le décalage solitonique malgré le caractère multimode de la fibre.

On constate que le bord droit des hautes longueurs d'onde de l'enveloppe spectrale du soliton décalé pour 40 cm de fibre ne s'ajuste pas avec une approximation numérique par une sécante hyperbolique carrée (trait pointillé orange). La dissymétrie de l'enveloppe spectrale après 40 cm est attribuée à la croissance des pertes de la fibre avec la longueur d'onde et à largeur

spectrale du soliton. L'approximation numérique par une sécante hyperbolique du soliton avec 5 cm de fibre (trait pointillé bleu) correspond avec l'enveloppe spectrale mesurée alors que ce n'est pas le cas avec 40 cm de fibre (trait pointillé orange). La largeur spectrale du soliton pour 5 cm de fibre est de 176 nm soit un spectre s'étalant de 2,862 μm à 3,038 μm . Les pertes sont inférieures à 5 dB/m à 2,862 μm tandis qu'elles s'élèvent à 10 dB/m à 3,038 μm . Après 5 cm de propagation le soliton s'est décalé de 0,698 μm tandis qu'en 35 cm il se décale de 0,07 μm . Sur les derniers 35 cm on peut considérer que les longueurs d'onde basses du soliton subissent des pertes inférieures à 5 dB/m (soit 1,75 dB pour 35 cm) tandis que les hautes longueurs d'onde subissent des pertes jusqu'à 10 dB/m (soit 3,5 dB pour 35 cm).

En 5 cm de fibre, l'impulsion se décale de 2,2 μm à 2,95 μm soit un taux de décalage spectral de 0,15 $\mu\text{m}/\text{cm}$. Après 40 de propagation dans une fibre le soliton est centré à 3,02 μm soit un décalage de 70 nm en 35 cm de fibre et un taux de décalage spectral de 0,002 $\mu\text{m}/\text{cm}$. Le comportement asymptotique du décalage de soliton se retrouve dans ce résultat. Les pertes croissantes de la fibre avec la longueur d'onde accentuent le comportement asymptotique du décalage solitonique au long de la propagation. Dans l'objectif de réaliser des sources à soliton unique à force puissance crête, les 35 cm de fibre apportent un impact négatif sur les propriétés du soliton décalé. Sa longueur d'onde centrale augmente, cependant cela se fait au détriment de l'accroissement de la largeur temporelle avec la dispersion et une diminution de l'énergie avec les pertes optiques de la fibre.

La puissance moyenne de 50 mW, mesurée après filtre F3, permet de déduire, après application de la transmission du filtre de 70 %, une énergie dans l'impulsion solitonique de 1,5 nJ ($f_{\text{rep}} = 47,6$ MHz) soit une puissance crête en sortie de fibre de 13,8 kW. La puissance moyenne mesurée sur l'ensemble du spectre permet de déterminer des pertes d'énergie de l'ordre de 6 dB à la soudure. Ces pertes peuvent s'expliquer par la différence d'aire effective des modes entre la FGe^{98%}₄ et la fibre thulium et la différence d'indice de réfraction ($n_{\text{Ge98\%}} = 1,605$ à 0,589 μm [Dianov2005]). En prenant en compte les pertes à la soudure, la part d'énergie dans le soliton décalé comparée à l'énergie comprise dans l'impulsion de pompe est de l'ordre de 70 %. **Les propriétés du soliton décalé en sortie de la fibre FGe^{98%}₄ sont les suivantes : 3,02 μm , 110 fs, 1,5 nJ, 13,8 kW, 47,6 MHz.**

La présence d'un second soliton généré indique que les caractéristiques du soliton décalé en sortie de la fibre TM12 sont inadéquates par rapport aux propriétés intrinsèques (A_{eff} , n_2 , β_2) de la FGe^{98%}₄ pour permettre la génération d'une impulsion unique. La présence du second soliton peut être traduite par une quantité d'énergie disponible pour la génération d'une impulsion unique avec une fibre à plus large aire effective. Le cheminement suivi lors du chapitre 3 est ici similaire. L'utilisation des fibres FGe^{98%}₈ possédant une aire effective de 29,85 μm^2 à 2,2 μm , soit 2,9 fois plus grande que la FGe^{98%}₄ (10,317 μm^2), permet théoriquement la génération d'une impulsion plus énergétique. Le gain d'énergie dans le soliton décalé provient majoritairement de l'augmentation de l'aire effective. En effet, les valeurs de dispersion des fibres FGe^{98%}₈ et FGe^{98%}₄ respectivement 41,61 ps/nm/km et 45,44 ps/nm/km sont comparables. Le rapport $D.A_{\text{eff}}$ permet d'espérer un gain de 2,6.

4.5.4. Étage 2 : SSFS dans des fibres en verre de germanium de $\phi_{\text{cœur}} = 8 \mu\text{m}$.

La fibre FGe^{98%}₄ est remplacée par une fibre FGe^{98%}₈ dans l'étage 2 du système expérimental Figure 48.

Une étude expérimentale de l'évolution longitudinale de l'enveloppe spectrale est réalisée via un cut-back. Une longueur initiale de 90 cm de FGe^{98%}₈ est soudée à la TM12, une longueur de fibre est coupée et le spectre collecté. La Figure 51 permet de comprendre le comportement de l'impulsion au cours de la propagation grâce aux spectres représentés en échelle linéaire pour des longueurs de fibre germanium de 90, 80, 70, 60, 50, 40, 35, 30, 25, 20, 17, 13, 9, 6, 3,5, 2, 1 et 0,9 cm.

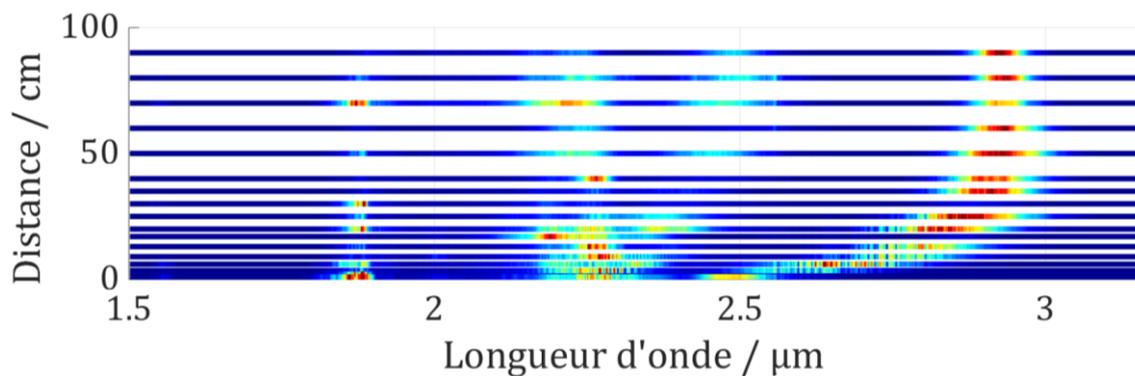


Figure 51 : Profils spectraux, en échelle linéaire, mesurés à la sortie de $L = 90, 80, 70, 60, 50, 40, 35, 30, 25, 20, 17, 13, 9, 6, 3,5, 2, 1, 0,9$ cm d'une fibre en verre de germanium 98 % $\phi_{\text{cœur}} = 8 \mu\text{m}$ pompée par une source SSFS. Paramètres de la source : $2,252 \mu\text{m}$, 120 fs, 8,5 nJ, 47,6 MHz.

L'impulsion visible à $1,88 \mu\text{m}$ est le résidu provenant des différents SSFS de l'étage 1 du système expérimental. L'impulsion à $2,25 \mu\text{m}$ est l'impulsion de pompe provenant de l'étage 1. Une première constatation est l'adéquation des caractéristiques de l'impulsion de pompe avec les propriétés de la fibre FGe^{98%}₈ pour la génération d'un unique soliton décalé pour des longueurs de fibre inférieures à 35 cm. Visuellement, les spectres mesurés confirment le comportement asymptotique du décalage solitonique, le premier soliton décalé se stabilise autour de $2,92 \mu\text{m}$. Une seconde impulsion solitonique se détache de la source de pompe et atteint la longueur d'onde centrale de $2,4 \mu\text{m}$ après 90 cm de propagation. L'enveloppe spectrale bruitée quand le soliton est situé autour de $2,7 \mu\text{m}$ est la manifestation de l'absorption atmosphérique.

Le comportement asymptotique du décalage de soliton est confirmé par l'évolution de la longueur d'onde centrale du premier soliton décalé, représentée Figure 52 a), en fonction de la longueur de fibre. Dans les 10 premiers cm le taux de décalage spectral est de $57,5 \text{ nm/cm}$ tandis que sur les 80 cm restants le taux de décalage fréquentiel est de seulement $1,86 \text{ nm/cm}$ et même $<1 \text{ nm/cm}$ pour les 40 derniers cm. Le décalage spectral le plus important a lieu entre 0,9 et 1 cm de propagation où le soliton se décale de $2,274 \mu\text{m}$ à $2,48 \mu\text{m}$ soit 206 nm en 0,1 cm.

Les puissances moyennes mesurées avec différents filtres passe-bandes pour différentes longueurs de propagation, représentées Figure 52 b) permettent de suivre longitudinalement

l'évolution spectrale du soliton ainsi que l'impact des pertes de la fibre. Les trois filtres F2,5, F2,75 et F3 passe-bande sont de 500 nm de bande centrée respectivement à 2,5, 2,75 et 3 μm (IR Bandpass Filters, Thorlabs). Dans les premiers cm de propagation (< 10 cm) la puissance mesurée avec F2,75 et F3 croît en raison du soliton se décalant vers les hautes longueurs d'onde puis décroît pour des longueurs supérieures à 40 cm. Après 40 cm de propagation l'enveloppe spectrale varie très peu, la décroissance des puissances mesurées post filtres est due aux pertes de la fibre. La puissance mesurée sur l'ensemble du spectre (Figure 52 b), insert courbe bleu) affiche la même décroissance.

Le taux de décalage spectral du soliton décalé faible (< 1 nm/cm) et la décroissance de la puissance moyenne mesurée avec le filtre F3 réduisent le potentiel du soliton SSFS pour une longueur de propagation > 40 cm dans la fibre FGe^{98%}.

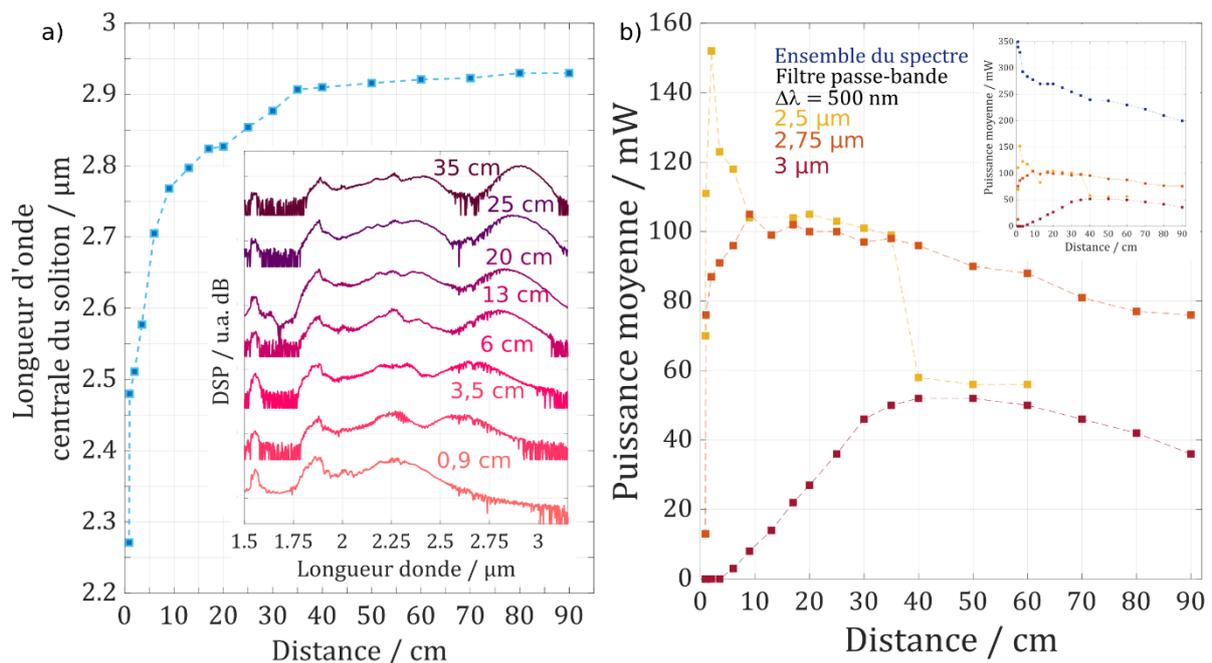


Figure 52 : a) Évolution de la longueur d'onde centrale du soliton décalé en fonction de la distance de propagation dans la fibre en verre de germanium 98% $\phi_{\text{coeur}} = 8 \mu\text{m}$. b) Évolution de la répartition spectrale des puissances mesurée grâce à trois filtres passe-bande. Paramètre des filtres passe-bande : $\lambda_0 = 3,0 \mu\text{m} \Delta\lambda = 0,500 \mu\text{m}$; $\lambda_0 = 2,75 \mu\text{m} \Delta\lambda = 0,500 \mu\text{m}$; $\lambda_0 = 2,5 \mu\text{m} \Delta\lambda = 0,500 \mu\text{m}$.

Pour une longueur de 6 cm et 0,9 cm des mesures d'autocorrélation, représentées Figure 53 b) et d), permettent de relier les informations temporelles aux spectres mesurés.

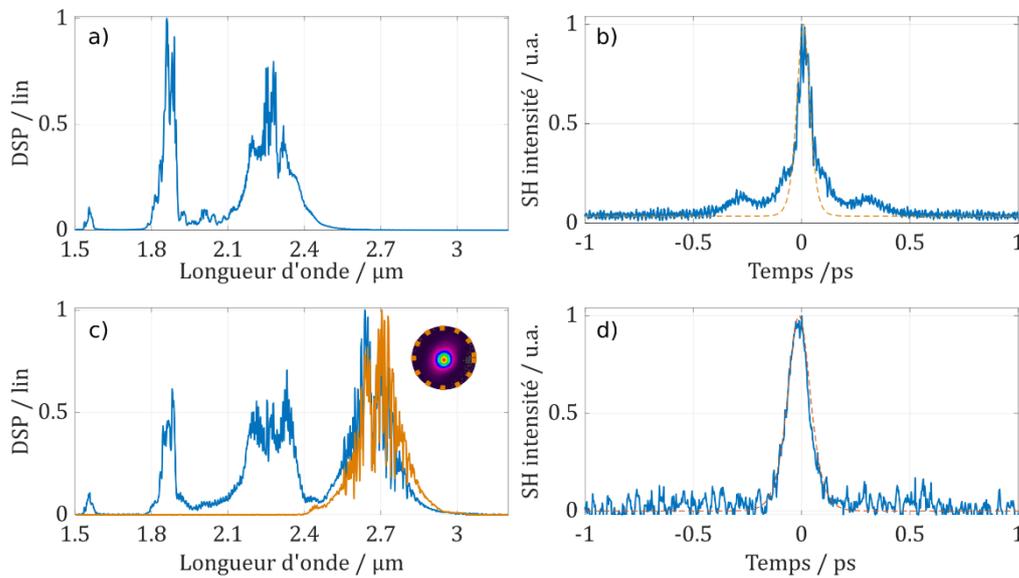


Figure 53 : Profils spectraux en échelle linéaire (a) et c)), trace d'autocorrélation du soliton décalé et filtré et approximation numérique par une sécante hyperbolique carré (b) et d)) mesurées en sortie de 0,9 cm (a) et b)) et 6 cm (c) et d)) d'une fibre en verre de germanium 98% $\phi_{\text{cœur}} = 8 \mu\text{m}$ pompée par une source SSFS. Insert : répartition spatiale d'énergie, du soliton, mesurée avec un filtre passe-bande. Paramètre de la source de pompe : 2,252 μm , 120 fs, 8,5 nJ, 47,6 MHz.

Pour 0,9 cm de propagation, un soliton n'est pas distinguable de l'impulsion de pompe. La trace d'autocorrélation, Figure 53 b) permet de déterminer une largeur temporelle de 45 fs. Cependant, la trace d'autocorrélation possède un piédestal symétrique, ce type de trace coïncide avec des mesures d'autocorrélation dans le cas d'une auto-compression temporelle [Luo2017]. Comme expliqué au Chapitre 2, le soliton d'ordre supérieur injecté dans la fibre FGe^{98%}₈ va dans un premier temps afficher simultanément un élargissement spectral et une compression temporelle, jusqu'à posséder une puissance crête telle que la dispersion d'ordre 3 et la susceptibilité Raman provoquent la fission du soliton. Après 0,9 cm, le soliton de pompe d'ordre supérieur est dans la phase de compression temporelle. Tandis que la trace d'autocorrélation et le spectre mesurés, respectivement Figure 53 c) et Figure 53 d), avec le F2,75 pour 6 cm de propagation permettent de distinguer un soliton décalé à la longueur d'onde centrale de 2,7 μm d'une largeur temporelle à mi-hauteur de 78 fs. Comme dit précédemment, le soliton étant centré à 2,7 μm il coïncide avec une bande d'absorption de l'atmosphère responsable d'une enveloppe spectrale fortement bruitée. La fenêtre de transmission du F2,75 coïncide avec la largeur spectrale du soliton décalé, comme visible sur la Figure 53 c) courbe orange. Ainsi la puissance moyenne mesurée de 100 mW peut être considérée comme contenue exclusivement dans le soliton. Après avoir appliqué la transmission du filtre de 75 %, l'énergie comprise dans l'impulsion en sortie de fibre est de 2,8 nJ ($f_{\text{rep}} = 47,6 \text{ MHz}$) soit une puissance crête de 35 kW. La répartition spatiale d'intensité mesurée en champ proche, présentée Figure 53 c), avec le filtre atteste du caractère monomode du soliton décalé.

Pour résumer : une impulsion de pompe avec les propriétés suivantes 2,252 μm , 120 fs, 8,5 nJ, 47,6 MHz injectée dans 6 cm de fibre FGe^{98 %} permet d'obtenir **un soliton décalé avec les propriétés suivantes : 2,7 μm , 78 fs, 2,8 nJ, 35 kW**. Le gain espéré en doublant la dimension du diamètre de cœur de fibre était évalué à 2,6. Le gain en puissance de 2,53 obtenu avec la fibre de 8 μm de cœur est en excellent accord avec celui attendu au vu de l'augmentation de l'aire effective.

La Figure 54 représente les largeurs spectrales des solitons décalés dans la fibre FGe^{98 %} qui ont pu être déterminées par une approximation numérique du soliton par une sécante hyperbolique carrée. La dynamique de variation de la largeur spectrale suit la variation de la longueur d'onde centrale du soliton décalé. Quand dans les premières longueurs de la propagation le taux de décalage fréquentiel est important, la largeur spectrale croît jusqu'à un maxima de 158 nm. Quand après 20 cm, le soliton a atteint la longueur d'onde de 2,827 μm , son taux de décalage fréquentiel ralentit et sa largeur spectrale décroît. Ce résultat se retrouve dans la littérature dans les travaux de compression spectrale [Nishizawa2010]. L'impulsion acquiert un chirp du fait de l'action de la dispersion ce qui provoque une compression spectrale de l'impulsion par l'auto-modulation de phase.

La largeur spectrale du soliton décalé à 2,7 μm après propagation dans 6 cm de fibre est de 158 nm. La largeur spectrale est déterminée en réalisant une approximation par une sécante hyperbolique du soliton décalé afin d'éviter les erreurs de mesure provenant de l'absorption atmosphérique à 2,7 μm . La largeur temporelle mesurée du soliton SSFS est de 78 fs tandis que largeur temporelle d'une sécante hyperbolique carrée de largeur 158 nm centrée à 2,7 μm en limite de fourrier est de 48 fs. Bien que la longueur de propagation ne soit que de 6 cm la différence de dispersion entre 2,25 μm (longueur d'onde de pompe) et 2,7 μm est de 17,06 ps/nm/km soit 0,17 fs/nm/cm contribuant ainsi à un étalement temporel.

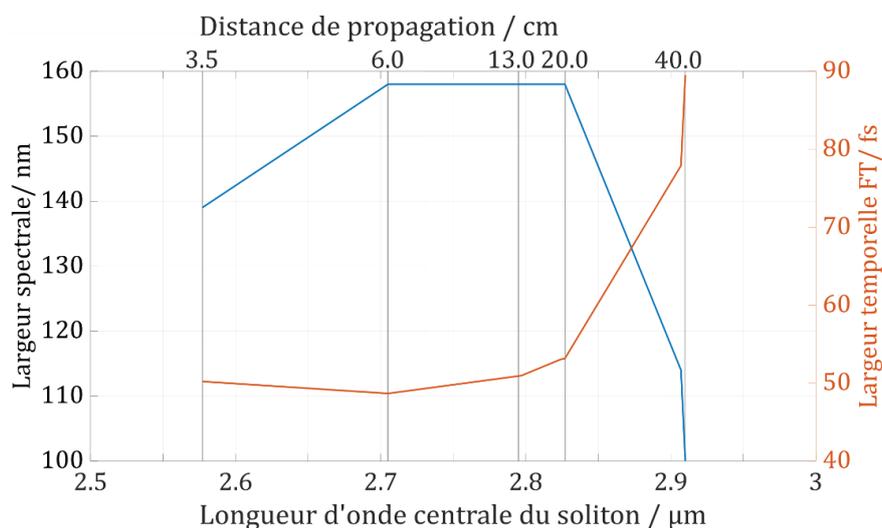


Figure 54 : Largeur spectrale et largeur temporelle des solitons en fonction de sa longueur d'onde centrale et donc de la distance de propagation dans la FGe^{98 %}. La largeur temporelle est calculée pour une impulsion sécante hyperbolique carrée en limite de Fourier.

Cette constatation se retrouve dans les mesures avec la fibre FGe^{98 %}, pour 5 et 40 cm de propagation, la largeur spectrale et la longueur d'onde centrale du soliton décalé sont

respectivement de 176 nm/2,948 μm et 106 nm/3,02 μm ce qui correspond en limite de Fourier à des impulsions respectivement de 51,88 fs et 90 fs. La mesure d'autocorrélation a permis de déterminer une largeur temporelle à mi-hauteur de 110 fs pour 40 cm de propagation. En 35 cm de propagation, le soliton se décale de 72 nm et se comprime spectralement d'un facteur de l'ordre de 1,7.

Ce qui semble être un phénomène de compression peut aussi être expliqué par les pertes optiques. Comme évoqué pour la fibre FGe^{98 %}₄, une fois que le soliton a atteint sa longueur d'onde maximale alors les hautes longueurs d'onde subissent des pertes plus importantes que les basses longueurs d'onde. Avec la fibre FGe^{98 %}₄ cette hypothèse semblait d'autant plus vraie que l'impulsion perd sa symétrie ce qui n'est pas le cas pour le soliton dans la fibre FGe^{98 %}₈.

4.6. Conclusion sur la génération d'impulsion autour de 3 μm .

Un état de l'art des fibres, en adéquation avec des travaux de SSFS pour $\lambda > 2,4 \mu\text{m}$, a fait porter notre attention sur les fibres en verre de germanium pour la réalisation d'une source monolithique émettant des impulsions $\lambda_0 \in [2,4-3] \mu\text{m}$. Les pertes MI d'un bloc de verre de germanium, les propriétés non linéaires des fibres en verre de germanium ($n_2 = [4,20-4,97] \times 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$) et la capacité des fibres à être facilement soudées à des fibres en verre de silice grâce à leur gaine du même matériau ont été les raisons de cela. Cependant, dans la littérature les pertes de ces fibres avaient été quantifiées seulement pour $\lambda < 2,4 \mu\text{m}$.

Afin de s'assurer de la viabilité des fibres en verre de germanium fabriquées par le FORC pour les longueurs d'onde visées par nos travaux, nous avons commencé par quantifier leurs pertes optiques dans la gamme [1,9-3,6] μm . Une fibre de 4 μm de diamètre de cœur composé à 98% de dioxyde de germanium affiche des pertes inférieures à 10 dB/m de [2,25-3,04] μm .

En s'aidant de l'expérience acquise par les modélisations numériques réalisées, une source SSFS monolithique a été réalisée afin de pomper les fibres en verre de germanium. Cette source se compose d'un MOFA-Er à 1,56 μm soudé à 1,2 m d'une fibre en verre de silice de 20 μm de diamètre de cœur soudée à 1 m d'une fibre thulium de 12 μm de diamètre de cœur. L'absorption des résidus provenant des différents étages de SSFS permet d'obtenir un spectre en sortie de la source de pompe quasiment mono-impulsionnel. La source de pompe à base de fibres souples possède des propriétés à l'état de l'art des sources monolithiques avec les caractéristiques suivantes : 2,252 μm , 120 fs, 8,5 nJ, 70,8 kW, 47,6 MHz.

Expérimentalement, nous avons montré qu'il est possible de réaliser une source monolithique permettant d'émettre une impulsion de 100 fs jusqu'à 3,01 μm en partant d'une source de 800 fs à 1,56 μm soit un décalage spectral sur 1,45 μm . L'énergie de l'impulsion à 2,9 μm est de 2,7 nJ, soit à peine 10% de l'énergie de l'impulsion de pompe après amplification à 1,56 μm . Néanmoins, la mise en forme temporelle de l'impulsion, qui passe d'une picoseconde à moins de 100 fs, permet, après un décalage fréquentiel de près d'une octave, de préserver une puissance crête de 35 kW. Ces résultats ont été possibles grâce aux propriétés des fibres en verre de germanium 98 % et à la réalisation d'une source de pompe adaptée. Une fibre en verre de germanium de diamètre de cœur de 4 μm possédant un coefficient de non-linéarité

plus important que son homologue au diamètre de cœur de 8 μm a permis de générer des impulsions à de plus hautes longueurs d'onde, mais de puissances crêtes plus faibles (4 μm : 3,02 μm , 110 fs, 1,5 nJ, 13,8 kW et 8 μm : 2,7 μm , 78 fs, 2,8 nJ, 35 kW). Une étude longitudinale de la propagation de l'enveloppe spectrale et des mesures temporelles ont permis une meilleure compréhension du décalage solitonique dans la fibre FGe^{98 %}. Une longueur optimale de fibre a été déterminée en étudiant la longueur d'onde centrale du soliton au cours de la propagation et les puissances moyennes comprises dans différentes parties du spectre. Les résultats présentés dans ce manuscrit et publiés dans *Optics Letters* [Delahaye2019b] surclassent les résultats de SSFS dans des fibres en verre de germanium, présentés dans la littérature [Du2019, Li2019], d'un facteur 28.

Mes résultats s'inscrivent dans le cadre du projet ANR Broadband Infrared SuperCONtinuum sources (BISCOT). La source à 2,8 μm devait être utilisée dans l'objectif d'exacerber les effets non-linéaires dans des guides d'onde en arsenic de gallium GaAs. Les propriétés de la source et les propriétés des guides d'onde GaAs à quasi-accord de phase (QAP) étaient étudiées pour permettre la génération d'un supercontinuum dans la fenêtre [2 ;15] μm via des processus de génération paramétrique. Les propriétés de la source initialement calculées étaient les suivantes : 2,8-3 μm , 100 fs, 10 kW, 50 MHz. Les courbes d'accord de phase d'un guide GaAs-QAP pompé par une impulsion à 2,8 μm pour diverses largeurs de guide sont représentées Figure 55.

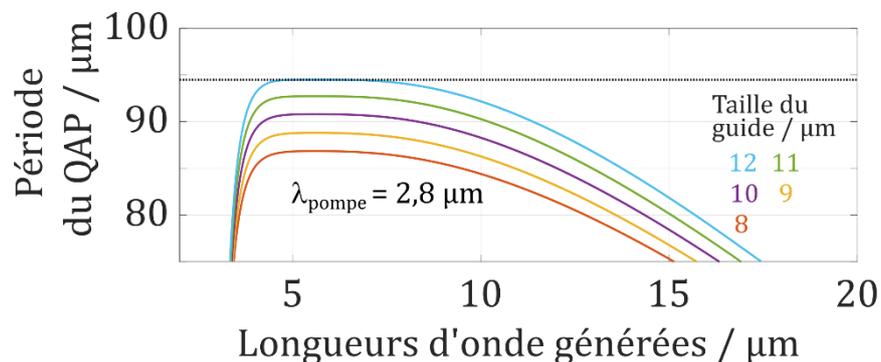


Figure 55 : Période du quasi-accord de phase d'un guide d'onde en GaAs pour une longueur d'onde de pompe à 2,8 μm .

Un guide d'onde de 12 μm possédant une période de quasi-accord de phase d'environ 94,4 μm , pompé par un soliton à 2,8 μm , permet théoriquement, d'après les courbes d'accord de phase, de générer un continuum s'étalant de 4,76 à 7 μm . III-V Labs et Thalès Research and Technology (TRT) nous a fourni des guides d'onde en GaAs de différentes configurations taille de guide / période du QAP permettant ainsi de couvrir les accords de phase pour différentes longueurs d'onde de pompe et générer une source continuum. Les résultats non concluants dans la génération de continuum dans les guides nous ont amenés à la conclusion que la densité spectrale de puissance était trop faible. Une impulsion femtoseconde en limite de Fourier possède une largeur spectrale de plus de 30 nm. L'énergie se répartit sur l'ensemble des longueurs d'onde ce qui réduit le gain paramétrique. De plus, la susceptibilité d'ordre 3 élevée de l'arsenic de gallium provoque un élargissement spectral de la pompe trop rapide diminuant encore plus la densité spectrale de puissance et le gain paramétrique. Des

recherches bibliographiques nous ont permis d'envisager une solution basée sur la compression spectrale [Nishizawa2010, Finot2016, Boscolo2018]. La compression spectrale est une manifestation de l'effet Kerr. Si une impulsion ultrabrève présente une dérive de fréquences (chirp) initiale négative alors l'auto-modulation de phase possède une signature différente de l'élargissement spectral communément rencontré. En effet, l'auto-modulation de phase va alors compresser le spectre de l'impulsion. Cet effet a pour conséquence d'allonger l'impulsion dans le domaine temporel, mais contrairement à la dispersion, le produit temps-fréquence de l'impulsion reste minimal. À la suite d'une étude théorique, j'ai mené des travaux expérimentaux de compression spectrale. Afin d'appréhender le sujet, nous avons décidé de commencer nos travaux dans la gamme de transparence de la silice avant d'envisager d'étendre ce procédé au-delà de $2 \mu\text{m}$. Le système expérimental et les résultats obtenus sont représentés sur la Figure 56. La source est composée d'une cavité à verrouillage de modes suivie d'un étage de préamplification soudé à une fibre en verre de silice permettant l'émission d'un soliton de longueur d'onde accordable $[1,6 : 1,75] \mu\text{m}$ grâce au courant de consigne des diodes de préamplification. La fibre en verre de silice assurant le décalage solitonique dans l'étage 1 possède un coefficient de non-linéarité supérieur à celui d'une fibre SMF28. Dans l'étage 2, cette source de pompe est soudée à une bobine de 500 m de fibre SMF28 dans laquelle a lieu le phénomène de compression spectrale.

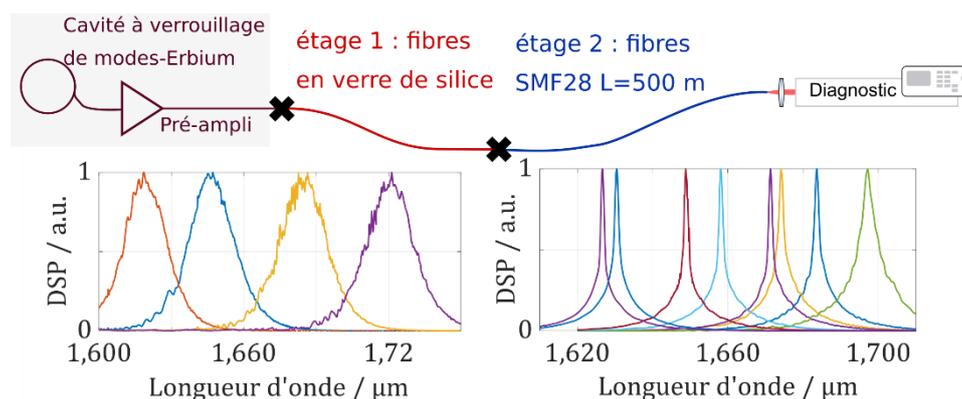


Figure 56 : Montage expérimental pour la compression spectrale, dans 500 m de fibre SMF28, d'impulsion provenant d'une source SSFS à $[1,6 ; 1,75] \mu\text{m}$. Bas gauche : spectre des impulsions en sortie de la source SSFS. Largeur spectrale #30 nm. Bas droite : spectre des impulsions compressées sorties de SMF28. Largeur spectrale #1,5 nm

Les solitons, émis en sortie de l'étage 1 et représentés Figure 56 (gauche), d'une largeur spectrale de 30 nm subissent dans l'étage 2 une compression spectrale d'un facteur #17 jusqu'à des largeurs spectrales de $[1 ; 2] \text{nm}$, représentée Figure 56 (droite). Nous pensons qu'une étude plus poussée du phénomène avec notamment l'aspect temporel permettrait à terme d'étendre ce principe à des longueurs d'onde supérieures à $2 \mu\text{m}$.

Conclusion générale et perspective.

Conclusion

Le nombre grandissant d'applications des sources ultrarapides de forte puissance instantanée dans le moyen-infrarouge (micro-usinage, microscopie multiphotonique, spectroscopie) a été la première motivation des travaux de thèse présentés dans ce manuscrit. Plutôt que d'utiliser les processus de génération paramétrique dans les cristaux qui sont souvent onéreux et sensibles aux perturbations mécaniques, nous avons fait le choix d'exploiter les effets non linéaires de génération de soliton dans les fibres optiques souples. Tout au long de ces travaux j'ai donc exploité les processus solitoniques dans l'optique de générer des impulsions femtosecondes de forte puissance crête à des longueurs d'onde exotiques, qui ne sont actuellement pas couvertes par les cavités à verrouillage de modes. Le régime de propagation non linéaire conduisant à l'existence de solitons a été revu dans le chapitre 2. Il est apparu qu'accorder judicieusement les paramètres optogéométriques du guide optique et de la source impulsionnelle de pompe permet, au travers des processus de fission multi-solitonique et d'auto-décalage Raman des solitons, de générer des impulsions à des longueurs d'onde exotiques de forte puissance instantanée.

Le premier objectif de ma thèse, développé dans le chapitre 3, a été l'accroissement d'un ordre de grandeur de la puissance instantanée des sources à fibres souples fondées sur l'auto-décalage Raman des solitons. Pour ce faire, j'ai développé une nouvelle génération de fibres optiques spéciales, qui associées à des sources de pompe de type « amplificateur à dérive de fréquence » réalisées par la société Novae, ont permis de générer et propager des solitons multi-mégawatt dans le moyen-infrarouge. Un premier axe de travail pour atteindre cet objectif a été l'accroissement de l'aire effective du mode guidé dans une fibre souple et flexible. La sélectivité modale, la capacité d'un guide souple et peu sensible à la courbure à propager un mode de grande surface effective et la fabrication par Modified Chemical Vapor Deposition sont autant d'arguments qui nous ont amenés à choisir les fibres antirésonantes appelées « fibres de Bragg ». Le profil d'indice de réfraction a été optimisé à l'aide de simulations numériques pour que la fibre puisse présenter une aire effective suffisante pour générer des impulsions MW et guider correctement la lumière jusqu'à un rayon de courbure de 14 cm. La fibre conçue au laboratoire a été réalisée au Dianov Fiber Optics Research Center de l'Académie des Sciences de Russie. Des modélisations de la propagation d'impulsions dans cette fibre ont permis de déterminer les paramètres d'une source adaptée pour atteindre l'objectif de générer une impulsion Mégawatt à 1,7 μm , longueur d'onde de fort intérêt pour des applications de microscopie non linéaire à trois photons. Un CPA-Er (1,56 μm , 700 fs, 1 μJ , 1 MHz) a permis de générer un soliton à 1,7 μm de 70 nJ d'énergie et de 85 fs de durée. **La puissance crête en sortie de fibre était de 1,3 MW, ce qui à notre connaissance est la valeur la plus élevée obtenue à cette longueur d'onde dans une fibre souple.** La source solitonique présentée semble être une candidate idéale pour des travaux futurs de microscopie à 3 photons.

J'ai ensuite présenté les travaux que j'ai réalisés à la longueur d'onde de 2 μm . Ce simple changement de longueur d'onde de pompe apporte un gain en énergie de 4 par rapport à un pompage à 1,56 μm . Les pertes inférieures à 3 dB pour $\lambda < 2,5 \mu\text{m}$ pour un mètre de fibre et la réalisation d'une source CPA-Tm (1,97 μm , 700 fs, 400 kHz, 10 μJ) par l'entreprise NOVAE ont permis de **générer des solitons jusqu'à 2,260 μm avec une puissance crête de 2,8 MW**. Même enroulée sur un diamètre de 14 cm, cette fibre produisait des solitons de 1,25 MW.

La génération de solitons fondamentaux fortement énergétiques a été possible grâce à la capacité des fibres de Bragg à propager un faisceau à grande aire modale. Cette propriété corrélée aux propriétés de la fission solitonique a permis de concevoir des sources SSFS à fortes puissances à des longueurs d'onde peu couvertes. Cela n'a été possible que grâce à des impulsions de pompe dont les propriétés nécessitent l'utilisation de source de type CPA. Les résultats obtenus dans les fibres de Bragg sont à ma connaissance les impulsions les plus énergétiques obtenues grâce à la fission et l'auto-décalage fréquentiel de soliton dans des fibres souples. Les répartitions spatiales d'intensité gaussienne des solitons décalés mesurées grâce à des filtres passe-bande attestent de la capacité des fibres de Bragg multimode à générer des solitons monomodes grâce à une injection sélective et aux propriétés solitoniques.

Le second objectif de ma thèse, développé dans le chapitre 4, a consisté à développer une source monolithique [2,4 ; 3] μm . Cette fenêtre spectrale est déjà investie dans la littérature, mais l'enjeu de mes travaux fut la réalisation d'une source monolithique pour rendre les sources compactes, faciles d'utilisation et ainsi ouvrir aisément la voie à d'autres activités scientifiques. Les fibres de silice sont d'excellentes candidates pour des travaux en dessous de 2,4 μm , nous avons grâce à elles conçu une source monolithique émettant des impulsions jusqu'à 2,25 μm . Nous avons choisi les fibres en verre de germanate (cœur à 98% en GeO_2) pour générer des solitons à $\lambda > 2,4 \mu\text{m}$ en raison de leur non-linéarité faible comparé aux autres fibres utilisées dans le moyen-infrarouge ($n_2 = [4,20 ; 4,97] \times 10^{-20} \text{ m}^2\text{W}^{-1}$), leurs pertes acceptables pour des travaux de SSFS ($< 10 \text{ dB/m}$ pour $\lambda < 3,04 \mu\text{m}$) et leur capacité à être soudée à des fibres en silice. Intégrée à une source monolithique, **une fibre de 4 μm de diamètre de cœur a permis de générer des solitons de 13,8 kW à 3,02 μm tandis qu'une fibre de 8 μm de diamètre de cœur a permis de générer un soliton de 35 kW à 2,7 μm** .

Sur la Figure 57 sont rappelés l'ensemble des résultats que j'ai obtenus durant ma thèse (signes pleins) ainsi que les résultats probants de la littérature (signes vides). Sur cette figure, représentant donc l'état de l'art à l'issue de ma thèse, je présente aussi la configuration utilisée : en bleu, des fibres souples, et en bordeaux, des fibres rigides. Finalement, les triangles montrent les sources constituées d'éléments mobiles, tandis que les ronds montrent les sources monolithiques. Autour de 1,7 μm , on constate que nos résultats concurrencent ceux de l'équipe de Cornell avec l'avantage d'être basés sur une fibre souple. Ceci ouvre la voie à l'endo-microscopie à 3 photons. Entre 2 et 2,4 μm nos résultats se placent à l'état de l'art, quelle que soit la nature du guide optique (fibre ou barreau). Pour des longueurs d'ondes supérieures à 2,4 μm des travaux dans les verres fluorés ont permis d'obtenir des puissances crêtes plus élevées cependant la source n'est ni monolithique ni mono-impulsionnelle. Les

sources obtenues grâce aux fibres en verre de germanium sont monolithiques et dépassent de loin les puissances crêtes des sources présentées dans la littérature à ces mêmes longueurs d'onde.

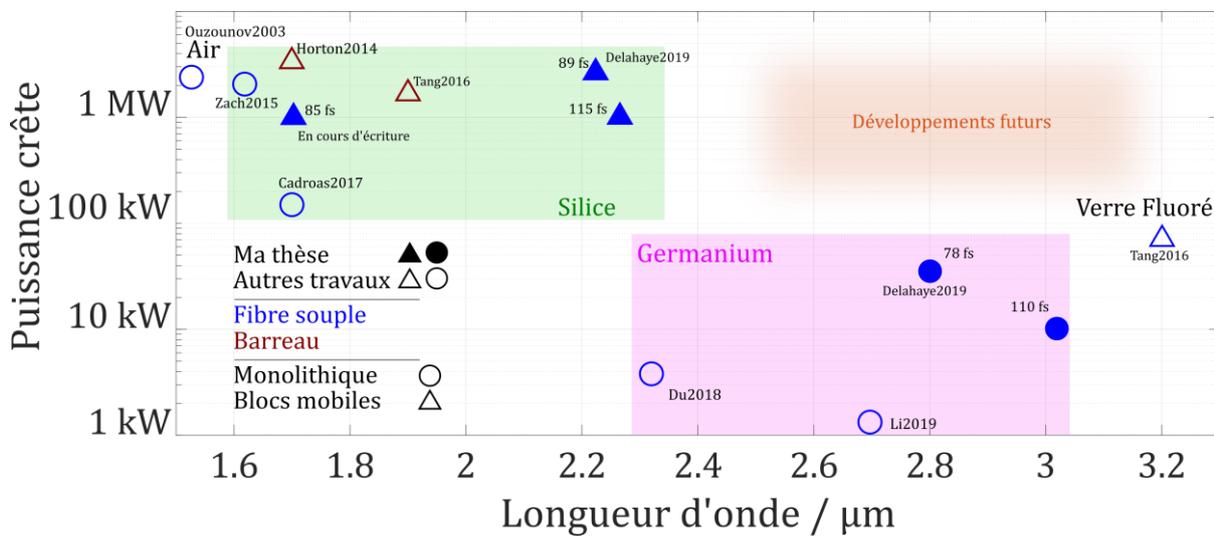


Figure 57 : État de l'art des sources solitoniques à l'issue de ma thèse.

Perspectives

Une première perspective aux travaux présentés dans ce manuscrit se déduit naturellement de La Figure 57 : la génération d'impulsion de puissance crête supérieure à 100 kW pour des longueurs d'onde au-delà de 2,4 μm. L'acquisition récente d'un laser CPA-Tm-PM (1,97 μm, 800 fs, 1 μJ, 1 MHz) a permis à un doctorant de l'équipe de générer dans une cascade de fibre non soudée (fibre LMA $\phi_{\text{coeur}} = 40 \mu\text{m}$ + fibre InF₃-Er $\phi_{\text{coeur}} = 35 \mu\text{m}$) un soliton à 3 μm, dont nos premières estimations donnent une puissance crête supérieure à 400 kW. Nous pensons que des solitons, à plus grande énergie encore, peuvent être générés à ces longueurs d'onde en optimisant la cascade de fibre. De plus, l'entreprise Le Verre Fluoré commercialise des fibres multimodes allant jusqu'à 600 μm de diamètre de cœur. Les propriétés de la fission solitonique et du SSFS laissent espérer la génération de solitons [2,4 ; 3] μm plus énergétiques encore dans ces fibres multimodes. Une injection sélective doit permettre d'optimiser l'injection d'énergie sur le mode fondamental et ainsi déclencher le SSFS.

De plus, l'augmentation de la puissance crête des impulsions dans la gamme [2,8 ; 3] peut permettre la génération de raie paramétrique ou de continuum dans les guides d'ondes AsGa du projet ANR Biscot. La densité spectrale de puissance a été identifiée comme le facteur empêchant la génération des longueurs d'onde paramétriques. Une des solutions envisagées est la compression spectrale, mais l'augmentation de l'énergie de l'impulsion tout en restant en dessous du seuil de dommage du matériau est une autre solution. L'augmentation de l'énergie des impulsions générées à 3 μm et les pertes des fibres en verre fluoré permet d'envisager d'investir de plus haute longueur d'onde encore.

Des recherches complémentaires permettraient une meilleure compréhension du régime solitonique. L'impact de la polarisation sur le décalage solitonique, évoquée dans le Chapitre 2 n'est, à ma connaissance, que très peu évoqué dans la littérature, l'acquisition du CPA-Tm-

PM doit permettre une étude de l'impact de la polarisation sur l'onde incidente sur le décalage solitonique.

Les largeurs temporelles des sources solitoniques sont la raison de l'intérêt porté sur celle-ci pour de nombreuses applications. Des largeurs temporelles encore plus courtes peuvent être atteintes par différents procédés. Une solution, provenant des propriétés solitoniques évoquées dans le Chapitre 2, provient de l'auto-compression solitonique. La dynamique de l'impulsion de pompe, avant la fission solitonique, est une compression temporelle et un élargissement spectral. En exploitant cette propriété, des impulsions de 35 fs à 1,75 μm ont été générées et présentées par l'équipe au sein de laquelle j'ai effectué mes travaux de thèse [Granger2019]. Cet effet est exploitable en injectant des sources solitoniques, développées durant ces travaux, dans une fibre permettant la naissance d'un soliton d'ordre supérieur.

Références bibliographiques.

- [Ademgil2011] H. Ademgil and S. Haxha. "Bending insensitive large mode area photonic crystal fiber." *Optik* **122**(21): 1950-1956.(2011)
- [Agger2006] S. D. Agger and J. H. Povlsen. "Emission and absorption cross section of thulium doped silica fibers." *Optics Express* **14**(1): 50-57.(2006)
- [Agrawal2006] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic Press, San Diego, 2006), 4th ed.
- [Akhoundi2018] F. Akhoundi, Y. Qin, N. Peyghambarian, J. K. Barton, *et al.* "Compact fiber-based multi-photon endoscope working at 1700 nm." *Biomed Opt Express* **9**(5): 2326-2335.(2018)
- [Alberucci2020] A. Alberucci, N. Alasgarzade, M. Chambonneau, M. Blothe, *et al.* "In-Depth Optical Characterization of Femtosecond-Written Waveguides in Silicon." *Physical Review Applied* **14**(2).(2020)
- [Aleshkina2011] S. S. Aleshkina, M. E. Likhachev, A. D. Pryamikov, D. A. Gaponov, *et al.* "Very-large-mode-area photonic bandgap Bragg fiber polarizing in a wide spectral range." *Optics Letters* **36**: 3566-3568.(2011)
- [Anashkina2014] E. A. Anashkina, A. V. Andrianov, M. Yu Koptev, S. V. Muravyev, *et al.* "Generating femtosecond optical pulses tunable from 2 to 3 μm with a silica-based all-fiber laser system." *Optics Letters* **39**(10): 2963-2966.(2014)
- [Anashkina2016] E. A. Anashkina, A. V. Andrianov, V. V. Dorofeev and A. V. Kim. "Toward a mid-infrared femtosecond laser system with suspended-core tungstate-tellurite glass fibers." *Appl Opt* **55**(17): 4522-4530.(2016)
- [Anashkina2019] E. A. Anashkina, A. V. Andrianov, V. V. Dorofeev, A. V. Kim, *et al.* "Development of infrared fiber lasers at 1555 nm and at 2800 nm based on Er-doped zinc-tellurite glass fiber." *Journal of Non-Crystalline Solids* **525**.(2019)
- [Antipov2016] S. Antipov, D. D. Hudson, A. Fuerbach and S. D. Jackson. "High-power mid-infrared femtosecond fiber laser in the water vapor transmission window." *Optica* **3**(12).(2016)
- [Basaldua2018] I. Basaldua, R. Kuis, P. Burkins, Z. Jiang, *et al.* (2018). "Measurements of the Nonlinear Refractive Index (n_2) for Indium Fluoride (InF_3) Bulk Glass and Fiber". *Frontiers in Optics / Laser Science*, Washington, DC, Optical Society of America.
- [Beaud1987] P. Beaud, W. Hodel, B. Zysset and H. P. Weber. "Ultrashort pulse propagation pulse breakup and fundamental soliton formation in a single mode optical fiber." *IEEE journal of quantum electronics* **QE-23**: 1938-1945.(1987)
- [Borondics2018] F. Borondics, M. Jossent, C. Sandt, L. Lavoute, *et al.* "Supercontinuum-based Fourier transform infrared spectromicroscopy." *Optica* **5**(4).(2018)
- [Börzsönyi2010] Á. Börzsönyi, Z. Heiner, A. P. Kovács, M. P. Kalashnikov, *et al.* "Measurement of pressure dependent nonlinear refractive index of inert gases." *Optics Express* **18**: 25847-25854.(2010)
- [Boscolo2018] S. Boscolo, F. Chaussard, E. Andresen, H. Rigneault, *et al.* "Impact of initial pulse shape on the nonlinear spectral compression in optical fibre." *Optics & Laser Technology* **99**: 301-309.(2018)
- [Cadroas2017] P. Cadroas, L. Abdeladim, L. Kotov, M. Likhachev, *et al.* "All-fiber femtosecond laser providing 9 nJ, 50 MHz pulses at 1650 nm for three-photon microscopy." *Journal of Optics* **19**(6).(2017)

- [Cafiso2013] S. D. D. D. Cafiso, E. Ugolotti, A. Schmidt, V. Petrov, *et al.* "Sub-100-fs Cr:YAG laser mode-locked by monolayer graphene saturable absorber." *Optics Letters* **38**(10): 1745-1747.(2013)
- [Charan2014] K. Charan, M. E. V. Pedersen, K. Wang, L. Gruner-Nielsen, *et al.* "Experimental Demonstration of Soliton Cascade in Higher-Order-Mode Fibers." *IEEE Photonics Technology Letters* **26**(3): 301-304.(2014)
- [Cheng2020] P. K. Cheng, C. Y. Tang, X. Y. Wang, L.-H. Zeng, *et al.* "Passively Q-switched and femtosecond mode-locked erbium-doped fiber laser based on a 2D palladium disulfide (PdS₂) saturable absorber." *Photonics Research* **8**(4).(2020)
- [Cheng2016] T. Cheng, K. Nagasaka, T. H. Tuan, X. Xue, *et al.* "Mid-infrared supercontinuum generation spanning 2.0 to 15.1 μm in a chalcogenide step-index fiber." *Optics Letters* **41**(9): 2117-2120.(2016)
- [Cozic2018] S. Cozic, S. Poulain and M. Poulain. "Low Loss Fluoride Optical fibers: Fabrication and Applications". *Advanced Photonics Congress*.(2018)
- [Delahaye2019a] H. Delahaye, G. Granger, D. Gaponov, L. Lavoute, *et al.* "Megawatt solitons generated above 2000 nm in Bragg fibers." *Optics Letters* **44**(11): 2713-2715.(2019a)
- [Delahaye2019b] H. Delahaye, G. Granger, J. T. Gomes, L. Lavoute, *et al.* "Generation of 35 kW peak power 80 fs pulses at 2.9 μm from a fully fusion-spliced fiber laser." *Optics Letters* **44**(9): 2318-2321.(2019b)
- [Désévéday2020] F. Désévéday, C. Strutynski, A. Lemièrre, P. Mathey, *et al.* "Review of tellurite glasses purification issues for mid-IR optical fiber applications." *Journal of the American Ceramic Society* **103**(8): 4017-4034.(2020)
- [Dianov1985] E. M. Dianov, A. Y. Karasik, P. V. Mamyshev, A. M. Prokhorov, *et al.* "Stimulated-Raman conversion of multisoliton pulses in quartz optical fibers." *JETP Lett.* **41**: 294-297.(1985)
- [Dianov2005] E. M. Dianov and V. M. Mashinsky. "Germania-based core optical fibers." *Journal of Lightwave Technology* **23**(11): 3500-3508.(2005)
- [Du2019] T. Du, Y. Li, K. Wang, Z. Cai, *et al.* "2.01–2.42 μm All-Fiber Femtosecond Raman Soliton Generation in a Heavily Germanium Doped Fiber." *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **25**(4): 1-7.(2019)
- [Dudley2006] J. M. Dudley, G. Genty and S. Coen. "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber." *Reviews of Modern Physics* **78**(4): 1135-1184.(2006)
- [Duval2016] S. Duval, J. C. Gauthier, L. R. Robichaud, P. Paradis, *et al.* "Watt-level fiber-based femtosecond laser source tunable from 2.8 to 3.6 μm ." *Optics Letters* **41**(22): 5294-5297.(2016)
- [Eggleton2011] B. J. Eggleton, B. Luther-Davies and K. Richardson. "Chalcogenide photonics." *Nature Photonics* **5**(3): 141-148.(2011)
- [Elu2017] U. Elu, M. Baudisch, H. Pires, F. Tani, *et al.* "High average power and single-cycle pulses from a mid-IR optical parametric chirped pulse amplifier." *Optica* **4**(9).(2017)
- [Fähnle2019] O. Fähnle, S. Cozic, S. Boivinet, C. Pierre, *et al.* "Splicing fluoride glass and silica optical fibers." *EPJ Web of Conferences* **215**.(2019)
- [Février2006] S. Février, R. Jamier, J.-M. Blondy, S. L. Semjonov, *et al.* "Low-loss singlemode large mode area all-silica photonic bandgap fiber." *Optics Express* **14**: 562-569.(2006)
- [Février2003] S. Février, P. Viale, G. Géro, F. me, *et al.* "Very large effective area singlemode photonic bandgap fibre." *Electronics Letters* **39**(17).(2003)

- [Finot2016] C. Finot and S. Boscolo. "Design rules for nonlinear spectral compression in optical fibers." *Journal of the Optical Society of America B* **33**(4).(2016)
- [Fleming1984] J. W. Fleming. "Dispersion in GeO₂ -SiO₂ glasses." *Applied Optics* **23**: 4486-4493.(1984)
- [Fong2007] K. H. Fong, K. Kikuchi, C. S. Goh, S. Y. Set, *et al.* "Solid-state Er:Yb:glass laser mode-locked by using single-wall carbon nanotube thin film." *Optics Letters* **32**: 38-40.(2007)
- [Franz2019] D. Franz, S. Kaassamani, D. Gauthier, R. Nicolas, *et al.* "All semiconductor enhanced high-harmonic generation from a single nanostructured cone." *Sci Rep* **9**(1): 5663.(2019)
- [Fuji2006] T. Fuji, N. Ishii, C. Y. Teisset, X. Gu, *et al.* "Parametric amplification of few-cycle carrier envelope phase-stable pulses at 2.1 μm ." *Optics Letters* **31**: 1103-1105.(2006)
- [Fusari2010] F. Fusari, A. A. Lagatsky, G. Jose, S. Calvez, *et al.* "Femtosecond mode locked Tm³⁺ and Tm³⁺ Ho³⁺ doped 2 μm glass lasers." *Optics Express* **18**: 22090-22098.(2010)
- [Gaponov2019] D. Gaponov, L. Lavoute, N. Ducros, M. Paris, *et al.* (2019). "Compact thulium FCPA system delivering 11 MW, 530 fs pulses". *2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and European Quantum Electronics Conference*, Munich, Optical Society of America.
- [Gaponov2010] D. A. Gaponov, S. Février, M. Devautour, P. Roy, *et al.* "Management of the high-order mode content in large core photonic bandgap Bragg fiber laser." *Optics Letters* **35**: 2233-2235.(2010)
- [Gauthier2019] D. Gauthier, S. Kaassamani, F. Dominik, R. Nicolas, *et al.* "Orbital angular momentum from semiconductor high-order harmonics." *Optics Letters* **44**(3): 546-549.(2019)
- [Gérôme2008] F. Gérôme, P. Dupriez, J. Clowes, J. C. Knight, *et al.* "High power tunable femtosecond soliton source using hollow-core photonic bandgap fiber, and its use for frequency doubling." *Optics Letters* **16**: 2381-2386.(2008)
- [Ghosh1995] G. Ghosh. "Sellmeier Coefficients and Chromatic Dispersions for Some Tellurite Glasses." *J. Am. Ceram. Soc.* **78**: 2828-2830.(1995)
- [Gordon1986] J. P. Gordon. "Theory of the soliton self frequency shift." *Optics Letters* **11**: 662-664.(1986)
- [Granger2016] G. Granger, M. Jossent, M. Likhachev, M. Vögel, *et al.* "Modal analysis of a 50 μm core diameter photonic bandgap Bragg fiber operated at 1860 nm". *Advanced Photonics Congress*.(2016)
- [Granger2019] G. Granger, H. Delahaye, D. Franz, H. Merdji, *et al.* "All-fiber system at 1750 nm delivering 35 fs 230 kW peak power pulses". *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and European Quantum Electronics Conference*.(2019)
- [Grawert2005] F. J. Grawert, J. T. Gopinath, F. Ö. Ilday, H. M. Shen, *et al.* "220-fs erbium-ytterbium:glass laser mode locked by a broadband low-loss silicon/germanium saturable absorber." *Optics Letters* **30**: 329-331.(2005)
- [Gu2020] H. Gu, Z. Qin, G. Xie, T. Hai, *et al.* "Generation of 131 fs mode-locked pulses from 2.8 μm Er:ZBLAN fiber laser." *Chinese Optics Letters* **18**(3).(2020)
- [Guesmi2018] K. Guesmi, L. Abdeladim, S. Tozer, P. Mahou, *et al.* "Dual-color deep-tissue three-photon microscopy with a multiband infrared laser." *Light Sci Appl* **7**: 12.(2018)
- [Hagen2006] C. L. Hagen, J. W. Walewski and S. T. Sanders. "Generation of a continuum extending to the midinfrared by pumping ZBLAN fiber with an ultrafast 1550-nm source." *IEEE Photonics Technology Letters* **18**(1): 91-93.(2006)

- [Hasegawa2016] T. Hasegawa, Y. Yamamoto, Y. Tamura and T. Hayashi (2016). "Advances in ultra-low loss silica fibers". *Frontiers in Optics 2016*, Rochester, New York, Optical Society of America.
- [Horton2013] N. G. Horton, K. Wang, D. Kobat, C. G. Clark, *et al.* "In vivo three-photon microscopy of subcortical structures within an intact mouse brain." *Nature Photonics* **7**(3): 205-209.(2013)
- [Horton2014] N. G. Horton, K. Charan, D. G. Ouzounov and C. Xu. "Multi-MW Soliton Pulse Generation at 1700 nm in a Photonic Crystal Rod". *CLEO*.(2014)
- [Hudson2017] D. D. Hudson, S. Antipov, L. Li, I. Alamgir, *et al.* "Toward all-fiber supercontinuum spanning the mid-infrared." *Optica* **4**(10).(2017)
- [Jain2019] D. Jain, R. Sidharthan, G. Woyessa, P. M. Moselund, *et al.* "Scaling power, bandwidth, and efficiency of mid-infrared supercontinuum source based on a GeO₂-doped silica fiber." *Journal of the Optical Society of America B* **36**(2).(2019)
- [Jiang2012] J. Jiang, C. Mohr, J. Bethge, A. Mills, *et al.* "500 MHz, 58fs highly coherent Tm fiber soliton laser". *CLEO Technical Digest*.(2012)
- [Johnson2001] S. G. Johnson, M. Ibanescu, M. Skorobogatiy, O. Weisberg, *et al.* "Low-loss asymptotically single-mode propagation in large-core OmniGuide fibers." *Optics Express* **9**.(2001)
- [Jossent2016] M. Jossent, P. Cadroas, L. Kotov, A. Le Rouge, *et al.* "Singlemode Soliton in Few-Mode Fiber". *Advanced Photonics Congress*.(2016)
- [Kabacinski2019] P. Kabacinski, T. M. Kardas, Y. Stepanenko and C. Radzewicz. "Nonlinear refractive index measurement by SPM-induced phase regression." *Optics Express* **27**(8): 11018-11028.(2019)
- [Kamynin2012] V. A. Kamynin, A. S. Kurkov and V. M. Mashinsky. "Supercontinuum generation up to 2.7 μm in the germanate-glass-core and silica-glass-cladding fiber." *Laser Physics Letters* **9**(3): 219-222.(2012)
- [Karpate2020] T. Karpate, G. Stepniewski, D. Pysz, A. Rampur, *et al.* "Soliton detuning of 685 THz in the near-infrared in a highly nonlinear suspended core tellurite fiber." *Journal of the Optical Society of America B* **37**(5).(2020)
- [Kim2002] D.-H. Kim, J. U. Kang and J. B. Khurgin. "Cascaded Raman self-frequency shifted soliton generation in an Er/Yb-doped fiber amplifier." *Appl. Phys. Lett.* **81**: 2695.(2002)
- [Koptev2015] M. Y. Koptev, E. A. Anashkina, A. V. Andrianov, V. V. Dorofeev, *et al.* "Widely tunable mid-infrared fiber laser source based on soliton self-frequency shift in microstructured tellurite fiber." *Optics Letters* **40**(17).(2015)
- [Kotov2015a] L. Kotov, M. Likhachev, M. Bubnov, D. Lipatov, *et al.* "1700-nm High-Energy All-Fiber Format Femtosecond Laser". *European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference*.(2015a)
- [Kotov2015b] L. Kotov, M. Likhachev, M. Bubnov, O. Medvedkov, *et al.* "Millijoule pulse energy 100-nanosecond Er-doped fiber laser." *Optics Letters* **40**(7): 1189-1192.(2015b)
- [Kuo2006] P. S. Kuo, K. L. Vodopyanov, M. M. Fejer, D. M. Simanovskii, *et al.* "Optical parametric generation of a mid infrared continuum in orientation patterned GaAs." *Optics Letters* **31**: 71-73.(2006)
- [Lehtonen2003] M. Lehtonen, G. Genty and H. Ludvigsen. "Supercontinuum generation in a highly birefringent microstructured fiber " *Appl. Phys. Lett.* **82**: 2197.(2003)
- [Lemière2019] A. Lemière, F. Désévéday, P. Mathey, P. Froidevaux, *et al.* "Mid-infrared supercontinuum generation from 2 to 14 μm in arsenic- and antimony-free chalcogenide glass fibers." *Journal of the Optical Society of America B* **36**(2): A183-A192.(2019)

- [Li2018] B. Li, M. Wang, K. Charan, M. J. Li, *et al.* "Investigation of the long wavelength limit of soliton self-frequency shift in a silica fiber." *Optics Express* **26**(15): 19637-19647.(2018)
- [Li2019] Y. Li, T. Du, B. Xu, H. Xu, *et al.* "Compact all-fiber 2.1-2.7 μm tunable Raman soliton source based on germania-core fiber." *Optics Express* **27**(20): 28544-28550.(2019)
- [Likhachev2009] M. E. Likhachev, A. D. Pryamikov, D. A. Gaponov, M. Bubnov, *et al.* "Polarization maintaining photonic bandgap Bragg fiber." *Optics Letters* **34**: 1366-1368.(2009)
- [Lin2009] A. Lin, A. Zhang, E. J. Bushong and J. Toulouse. "Solid-core tellurite glass fiber for infrared and nonlinear applications." *Optics Express* **17**: 16716-11721.(2009)
- [Liu2016] W. Liu, L. Pang, H. Han, W. Tian, *et al.* "70-fs mode-locked erbium-doped fiber laser with topological insulator." *Sci Rep* **6**: 19997.(2016)
- [Luan2004] F. Luan, J. C. Knight, P. S. J. Russell, S. Campbell, *et al.* "Femtosecond soliton pulse delivery at 800nm wavelength in hollow-core photonic bandgap fibers." *Optics Express* **12**: 835-840.(2004)
- [Luo2017] H. Luo, L. Zhan, L. Zhang, Z. Wang, *et al.* "Generation of 22.7-fs 2.8-nJ Pulses From an Erbium-Doped All-Fiber Laser Via Single-Stage Soliton Compression." *Journal of Lightwave Technology* **35**(17): 3780-3784.(2017)
- [Ma2019] J. Ma, Z. Qin, G. Xie, L. Qian, *et al.* "Review of mid-infrared mode-locked laser sources in the 2.0 μm –3.5 μm spectral region." *Applied Physics Reviews* **6**(2).(2019)
- [Marcou2001] J. Marcou, F. Brechet and P. Roy. "Design of weakly guiding Bragg fibres for chromatic dispersion shifting towards short wavelengths." *J. Opt. Am : Pure Appl. Opt* **3**: 144-153.(2001)
- [Meng2018] X. Meng, Z. Wang, W. Tian, H. He, *et al.* "Watt-level widely tunable femtosecond mid-infrared KTiOAsO₄ optical parametric oscillator pumped by a 1.03 μm Yb:KGW laser." *Optics Letters* **43**(4): 943-946.(2018)
- [Mitschke1986] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer. "Discovery of the soliton self frequency shift." *Optics Letters* **11**.(1986)
- [Nagl2019] N. Nagl, S. Grobmeyer, V. Pervak, F. Krausz, *et al.* "Directly diode-pumped, Kerr-lens mode-locked, few-cycle Cr:ZnSe oscillator." *Optics Express* **27**(17): 24445-24454.(2019)
- [Nishizawa2010] N. Nishizawa, K. Takahashi, Y. Ozeki and K. Itoh. "Wideband spectral compression of wavelength-tunable ultrashort soliton pulse using comb-profile fiber." *Optics Express* **18**(11): 11700-11706.(2010)
- [O'Donnell2007] M. D. O'Donnell, K. Richardson, R. Stolen, A. B. Seddon, *et al.* "Tellurite and Fluorotellurite Glasses for Fiberoptic Raman Amplifiers: Glass Characterization, Optical Properties, Raman Gain, Preliminary Fiberization, and Fiber Characterization." *Journal of the American Ceramic Society* **90**(5): 1448-1457.(2007)
- [Ouzounov2003] D. G. Ouzounov, F. R. Ahmad, D. Muller, N. Venkataraman, *et al.* "Generation of megawatt optical solitons in hollow-core photonic band-gap fibers." *Science* **301**(5640): 1702-1704.(2003)
- [Pedersen2012] M. E. Pedersen, J. Cheng, K. Charan, K. Wang, *et al.* "Higher-order-mode fiber optimized for energetic soliton propagation." *Optics Letters* **37**(16): 3459-3461.(2012)
- [Phillips2015] K. C. Phillips, H. H. Gandhi, E. Mazur and S. K. Sundaram. "Ultrafast laser processing of materials: a review." *Advances in Optics and Photonics* **7**(4).(2015)
- [Pushkin2020] A. V. Pushkin, E. A. Migal, S. Tokita, Y. V. Korostelin, *et al.* "Femtosecond graphene mode-locked Fe:ZnSe laser at 4.4 μm ." *Opt Lett* **45**(3): 738-741.(2020)
- [Renninger2013] W. H. Renninger and F. W. Wise. "Optical solitons in graded-index multimode fibres." *Nat Commun* **4**: 1719.(2013)

- [Saini2018] T. S. Saini, T. H. Tuan, L. Xing, N. P. T. Hoa, *et al.* "Coherent mid-infrared supercontinuum spectrum using a step-index tellurite fiber with all-normal dispersion." *Applied Physics Express* **11**(10).(2018)
- [Saito2003] K. Saito, M. Yamaguchi, H. Kakiuchida, A. J. Ikushima, *et al.* "Limit of the Rayleigh scattering loss in silica fiber." *Applied Physics Letters* **83**(25): 5175-5177.(2003)
- [Santhanam2003] J. Santhanam and G. P. Agrawal. "Raman-induced spectral shifts in optical fibers: general theory based on the moment method." *Optical communications* **222**: 413-420.(2003)
- [Steinle2016] T. Steinle, F. Morz, A. Steinmann and H. Giessen. "Ultra-stable high average power femtosecond laser system tunable from 1.33 to 20 μm ." *Optics Letters* **41**(21): 4863-4866.(2016)
- [Strutynski2016] C. Strutynski. Thèse. "Fibres Tellurites pour sources supercontinuum infrarouges : gestion des profils opto-geometriques et des absorptions extrinseques" universite de bourgogne franche-comte.(2016)
- [Tang2016] Y. Tang, L. G. Wright, K. Charan, T. Wang, *et al.* "Generation of intense 100 fs solitons tunable from 2 to 43 μm in fluoride fiber." *Optica* **3**(9).(2016)
- [Tokurakawa2017] M. Tokurakawa, E. Fujita and C. Krankel. "Kerr-lens mode-locked Tm(3+):Sc₂O₃ single-crystal laser in-band pumped by an Er:Yb fiber MOPA at 1611 nm." *Optics Letters* **42**(16): 3185-3188.(2017)
- [Vasilyev2015] S. Vasilyev, I. Moskalev, M. Mirov, S. Mirov, *et al.* "Three optical cycle mid-IR Kerr-lens mode-locked polycrystalline Cr(2+):ZnS laser." *Optics Letters* **40**(21): 5054-5057.(2015)
- [Vogel2008] M. M. Vogel, M. Abdou-Ahmed, A. Voß, D. Kauffmann, *et al.* "Full vectorial finite-element simulations of Bragg fibers for single-mode beam delivery systems". *Solid State Lasers and Amplifiers III*.(2008)
- [Voisiat2015] B. Voisiat, D. Gaponov, P. Gečys, L. Lavoute, *et al.* "Material processing with ultra-short pulse lasers working in 2 μm wavelength range". *Proceedings of SPIE*, **9350**, 935014.(2015)
- [Wang2011] K. Wang and C. Xu. "Wavelength-tunable high-energy soliton pulse generation from a large-mode-area fiber pumped by a time-lens source." *Optics Letters* **36**: 942-944.(2011)
- [Wang2019] Y. Wang, F. Jobin, S. Duval, V. Fortin, *et al.* "Ultrafast Dy(3+):fluoride fiber laser beyond 3 μm ." *Optics Letters* **44**(2): 395-398.(2019)
- [Wasik2001] G. Wasik, F. W. Helbing, F. König, A. Sizmann, *et al.* "Bulk Er:Yb:glass soliton femtosecond laser". *CLEO conference*, 3-4.(2001)
- [Yan2012] X. Yan, C. Kito, S. Miyoshi, M. Liao, *et al.* "Raman transient response and enhanced soliton self-frequency shift in ZBLAN fiber." *J. Opt. Am.* **29**: 238-243.(2012)
- [Yatsenko2007] Y. Yatsenko and A. Mavritsky. "D-scan measurement of nonlinear refractive index in fibers heavily doped with GeO₂." *Optics Letters* **32**: 3257-3259.(2007)
- [Yeh1976] P. Yeh and A. Yariv. "Bragg Reflexion Waveguide." *Optics Communication* **19**: 427-430.(1976)
- [Yeh1978] P. Yeh, A. Yariv and E. Marom. "Theory of Bragg fiber." *J. Opt. Soc. Am.* **68**: 1198-1201.(1978)
- [Zach2015] A. Zach, W. G. Kaenders, J. W. Nicholson, J. Fini, *et al.* "Demonstration of Soliton Self Shifting Employing Er³⁺Doped VLMA- and HOM-Fiber Amplifiers". *CLEO*.(2015)

- [Zhang1994] L. Zhang, F. Gan and P. Wang. "Evaluation of refractive-index and material dispersion in fluoride glasses." *Appl Opt* **33**: 50-56.(1994)
- [Zhang2000] Z. Zhang, T. Nakagawa, K. Torizuka, T. Sugaya, *et al.* "Gold-reflector-based semiconductor saturable absorber mirror for femtosecond mode-locked Cr⁴⁺:YAG lasers." *Applied Physics B* **70**(S1): S59-S62.(2000)
- [Zhao2016] Z. Zhao, X. Wang, S. Dai, Z. Pan, *et al.* "1.5-14 μm midinfrared supercontinuum generation in a low-loss Te-based chalcogenide step-index fiber." *Optics Letters* **41**(22): 5222-5225.(2016)
- [Zhao2017] Z. Zhao, B. Wu, X. Wang, Z. Pan, *et al.* "Mid-infrared supercontinuum covering 2.0-16 μm in a low-loss telluride single-mode fiber." *Laser & Photonics Reviews* **11**(2).(2017)

Lasers femtosecondes SWIR-MIR à fibres optiques pour la génération de rayonnements secondaires de l'EUV au MIR

L'interaction entre l'auto-modulation de phase de phase et la dispersion temporelle permet l'installation du régime solitonique, solution de l'équation de Schrödinger en régime non linéaire. Dans le cas d'impulsion subpicoseconde emplissant la condition d'existence du soliton fondamental, leur large spectre les expose à la dispersion d'ordre 3 et la susceptibilité Raman. L'interaction de ses phénomènes mène à l'auto-décalage de soliton. La fission solitonique et l'auto-décalage de soliton permettent la génération d'impulsion proche 100 fs accordables en longueur d'onde. La problématique de la thèse se résume à l'utilisation de ce phénomène pour développer des systèmes à fortes puissances crêtes à des longueurs d'ondes, entre 2 et 3 μm , non couvertes par les lasers de type MOPA et MOFA. Le design de fibres à large aire modale a été nécessaire afin de réaliser des sources à fortes puissances crêtes dans la bande de transparence de la silice. L'étude des différentes fibres transparente dans le moyen infrarouge a été nécessaire ainsi que leur intégration dans un système MOFA pour la réalisation de source dans la gamme [2,4 ;3] μm . La maîtrise des propriétés du régime solitonique a permis de génération des impulsions de puissance crête proche et supérieure au MW dans des fibres souples à cœur plein (0,8 MW à 1,7 μm et 2,8 MW à 2,2 μm) ; ainsi que, la génération de soliton via un laser monolithique à des longueurs d'ondes peu couvertes >2,4 μm avec des puissances crêtes non égalées (35kW à 2,75 μm , 9kW à 3,01 μm).

Mots-clés : Soliton, puissance crête, impulsion primaire, moyen infrarouge.

SWIR-MIR femtosecond lasers based on fibre-optic for generation of secondary radiation from EUV to MIR

The interaction between self phase modulation and chromatic dispersion allows the installation of the solitonic regime, a solution of Schrödinger's equation in non-linear regime. In the case of subpicosecond impulses filling the condition of existence of the fundamental soliton, their large spectral bandwidth exposes them to 3rd order dispersion and Raman susceptibility. The interaction of these phenomena leads to soliton self-frequency shift. Solitonic fission and soliton self-frequency shift allow the generation of near 100 fs tunable wavelength pulses. The problem of the thesis can be summarized by the use of this phenomenon to develop high peak power sources at wavelengths, between 2 and 3 μm , not covered by MOPA and MOFA lasers. The design of fibres with a large modal area was necessary in order to achieve high peak power sources in the transparency band of silica. The study of the different fibres transparent in the mid-infrared was necessary as well as their integration in a MOFA source for the conception of sources in the range [2,4;3] μm . The mastery of the solitonic regime properties allowed us the generation of pulses of peak power close to and above MW in flexible fibres with a solid core (0.8 MW to 1.7 μm and 2.8 MW to 2.2 μm). Another result was the generation of soliton via a monolithic laser at wavelengths poorly covered >2.4 μm with peak powers (35kW to 2.75 μm , 9kW to 3.01 μm).

Keywords : Soliton, peak power, mid-infrared.

