

UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIE DE LILLE 1

ÉCOLE DOCTORALE SMRE
SCIENCES DE LA MATIÈRE DU RAYONNEMENT ET DE
L'ENVIRONNEMENT

THÈSE

pour obtenir le titre de

Docteur en PHYSIQUE

de l'Université de LILLE 1

Mention : PHYSIQUE

Présentée et soutenue par

Flavie BRAUD

Solitons et ondes dispersives dans les fibres à dispersion oscillante

Thèse dirigée par Alexandre KUDLINSKI et Olivier VANVINCQ

préparée à l'IRCICA, laboratoire PhLAM

Date de soutenance : 21 septembre 2016

Jury :

<i>Rapporteurs :</i>	Vincent COUDERC	-	Université de Limoges
	Thibaut SYLVESTRE	-	Université Bourgogne Franche-Comté
<i>Directeur :</i>	Alexandre KUDLINSKI	-	Université Lille 1
<i>Co-encadrant :</i>	Olivier VANVINCQ	-	Université Lille 1
<i>Examineurs :</i>	Christophe FINOT	-	Université Bourgogne Franche-Comté
	Benoît BARVIAU	-	Université de Rouen
	Arnaud MUSSOT	-	Université Lille 1

à mes parents,

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Georges Wlodarczak, ancien directeur, et Marc Douay, directeur du laboratoire PhLAM de l'université de Lille 1 pour m'avoir offert l'opportunité de travailler au sein de leur structure. Cette thèse n'aurait pu se dérouler sans le soutien financier de la région Nord-Pas de Calais et du président M. Philippe Rollet dans le cadre d'une bourse co-financée.

Dans ces remerciements, une place toute particulière revient à ceux qui m'ont suivi au cours de ces trois années de thèse, Alexandre Kudlinski et Arnaud Mussot. Je tiens à les remercier pour m'avoir intégré dans leur équipe. Ils m'ont proposé un sujet extrêmement stimulant et ont su se montrer d'une grande disponibilité. Ils ont réussi à maintenir intacte ma motivation tout au long de ma thèse. Je tiens également à les remercier pour leur confiance qu'ils ont su me donner durant cette période. Ils m'ont permis d'accroître mes capacités aussi bien expérimentales que rédactionnelles. Mais surtout, je tiens à les remercier de m'avoir aidé à considérablement améliorer mon expression à l'oral. Merci pour tout, votre encadrement a été très formateur. En plus, vous avez recruté un super théoricien ;-).

Naturalmente, voglio ringraziare il mio caro moroso Matteo, grazie per il tuo aiuto nel corso degli ultimi due anni. Grazie anche per avermi sopportato (e so che non era ovvio) e per avermi insegnato una bella lingua :-).

Je voudrais aussi remercier mon co-encadrant, Olivier Vanvincq, notamment lors des dernières relectures de ce manuscrit.

Une grande place dans ces remerciements revient aux membres du *Zobicon Group*. Pour l'union de ce groupe, ces fous rires, les réunions enrichissantes et les échanges autour de bonnes bières, je remercie François (le meilleur des magiciens ;-), Gang ("come on, ça va..."), Carlos ("Whot? I'm so tired..."), Tomy (je compte sur toi pour obtenir de beaux résultats sur le soliton tunneling) et Karim (d'une grande aide en début de thèse).

Je tiens à remercier Gilbert Martinelli qui a toujours les bonnes recommandations et grâce à qui j'ai pu enseigner à Telecom. Merci aussi à Laurent Bigot et à l'équipe de Xperium, ce fut une expérience très enrichissante.

Merci aux personnes présentes à mes côtés chaque jour dans le bureau (en bonne humeur et avec des petits sous-entendus) avec Pierre, Jean-Paul ("yéyé yéyé, Kiss Kiss, Kœur Kœur, love love, XoXo, Bingo Bingo") Carina ("yo soy désolé") et Benjamin. Merci aussi aux personnes du bureau 107 où le son de Kaamelott résonne encore avec Guillaume, Jean-Baptiste et Sarah. Merci aussi à celles du bureau 104 et du bureau 105 avec Benoît, Assaad, Stéphane, Aurélie, Julie, Mathilde et Monika.

Merci aussi aux personnes qui m'ont aidé en expériences et qui ont toujours été de très bon conseil tout au long de ma thèse : Damien, Rémi, Karen, Andy et Géraud.

Je remercie tout ceux que j'ai pu côtoyer au quotidien durant ces trois années car j'ai certainement omis d'en citer plusieurs...

Merci aussi à tous ceux qui ont participé à mon cadeau. Grâce à vous, je vais pouvoir faire de belles balades en vélo sans me perdre;-).

Enfin, je tiens à remercier mes parents, sans qui je ne serais jamais arrivée jusqu'ici. Je vous remercie aussi pour mon pot de thèse qui fut génial!
Merci à toute ma famille.

Sommaire

Remerciements	iv
Liste des acronymes	2
Introduction générale	4
1 Propriétés générales des fibres optiques microstructurées	8
1.1 Les fibres optiques microstructurées	9
1.1.1 La microstructure	9
1.1.2 Les modes transverses	10
1.1.3 Les pertes linéiques	11
1.1.4 La dispersion chromatique	12
1.1.5 La non-linéarité	16
1.1.6 Modélisation de la dispersion et de la non-linéarité dans les fibres optiques microstructurées	19
1.2 Propagation des impulsions dans les fibres optiques uniformes	20
1.2.1 Équation de Schrödinger non-linéaire	20
1.2.2 Le soliton	20
1.2.3 La diffusion Raman stimulée	22
1.2.4 Effet de la pente de dispersion sur la propagation d'un soliton	24
1.2.5 Équation de Schrödinger non-linéaire généralisée	27
1.3 Fabrication des fibres optiques microstructurées	30
1.3.1 De l'empilement à la fibre optique microstructurée	30
1.3.2 Contrôle du diamètre de la fibre uniforme	31
1.3.3 Fabrication des fibres effilées	32
1.3.4 Évolution des paramètres de dispersion et de non-linéarité dans les fibres topographiques	33
1.4 Conclusion	35
2 Dynamique de génération d'ondes dispersives dans les fibres topo- graphiques	36
2.1 Contexte et état de l'art	37
2.2 Génération de plusieurs ondes dispersives à partir d'un soliton unique	38
2.2.1 Introduction	38
2.2.2 Propriétés de la fibre microstructurée effilée	39
2.2.3 Conception de l'expérience à l'aide de simulations numériques	39
2.2.4 Résultats expérimentaux	41

Sommaire

2.2.5	Discussion	43
2.2.6	Conclusion partielle	44
2.3	Cascade d'ondes dispersives	45
2.3.1	Caractéristiques de la fibre effilée	45
2.3.2	Analyse dans le domaine spectral	47
2.3.3	Analyse dans le domaine temporel	49
2.3.4	Analyse spectro-temporelle	50
2.4	Émission d'ondes dispersives multiples au voisinage du second ZDW	54
2.4.1	Analyse dans le domaine spectral	54
2.4.2	Analyse dans le domaine temporel	55
2.5	Observation d'ondes dispersives polychromatiques	56
2.6	Conclusion	58
3	Génération de solitons dans les fibres topographiques	60
3.1	Introduction	60
3.2	Processus de solitonisation	61
3.2.1	Méthodologie	61
3.2.2	Analyse numérique	62
3.2.3	Vérification théorique du processus	64
3.2.4	Résultats expérimentaux	66
3.3	Soliton tunneling	68
3.3.1	Contexte et méthodologie	68
3.3.2	Analyse numérique	69
3.3.3	Étude expérimentale préliminaire du processus de soliton tunneling	71
3.3.4	Résultats expérimentaux	74
3.4	Conclusion	75
4	Contrôle des caractéristiques spectro-temporelles des solitons	76
4.1	Introduction	76
4.2	Approche numérique pour concevoir les fibres topographiques	77
4.2.1	Méthode générale	77
4.2.2	Détermination de la condition initiale	79
4.2.3	Conception des fibres topographiques pour contrôler les caractéristiques du soliton	80
4.3	Résultats expérimentaux	83
4.3.1	Dispositif expérimental et fabrication	83
4.3.2	Comparaison avec les fibres optiques microstructurées uniformes	86
4.3.3	Accordabilité en puissance dans les fibres topographiques	87
4.3.4	Critère des impulsions limitées par la transformée de Fourier	88

4.4 Conclusion	89
Conclusion générale et perspectives	90
Annexes	94
A Le modèle de Gordon	96
B Fabrication et caractérisation de fibres destinées à l’endoscopie non-linéaire	98
B.1 Introduction	98
B.2 Fabrication d’une fibre optique double gaine	100
B.3 L’endomicroscopie non-linéaire in vivo	101
B.3.1 Évaluation de la valeur de la longueur d’onde de dispersion nulle	102
B.3.2 Mesure de la biréfringence de groupe	103
B.3.3 Mesure de l’ouverture numérique	104
B.3.4 Conclusion partielle	105
B.4 Solitons de hautes énergies dans des fibres BIP	106
B.4.1 Introduction	106
B.4.2 Fabrication de la fibre BIP à double gaine	107
B.4.3 Caractérisation modale	108
B.4.4 Caractérisation spectrale et énergétique des solitons	109
B.5 Conclusion	110
Bibliographie	112
Bibliographie de l’auteur	120

Liste des acronymes

FOM	Fibre optique Microstructurée
MEB	Microscope Électronique à Balayage
FSM	Fundamental Space-filing Mode
RTI	Réflexion Totale Interne
RTIM	Réflexion Totale Interne Modifiée
GVD	Group Velocity Dispersion
ZDW	Zero Dispersion Wavelength
FWHM	Full Width at Half Maximum
AMP	Auto-Modulation Phase
SSFS	Soliton-Self Frequency Shift
ESNLG	Équation de Schrödinger Non-Linéaire Généralisée
OD	Onde Dispersive
COD	Cascade d'Onde Dispersive
ODS	Onde Dispersive Solitonisée
FROG	Frequency-Resolved Optical Grating
FWM	Four-Wave Mixing
ZS	Zakharov-Shabat
SHG	Second Harmonic Generation
THG	Third Harmonic Generation
2/3PEF	Two/Three Photon Excited Fluorescence
ON	Ouverture Numérique

Introduction générale

L'histoire des solitons commence en 1834, année durant laquelle le physicien écossais Scott Russell observa dans un canal la formation d'une onde hydrodynamique "solitaire" qui se propagea sur plusieurs kilomètres sans changer de forme. En 1844, S. Russell rapporta l'ensemble de ses observations dans un rapport qu'il présenta lors d'une réunion à l'association britannique pour l'avancement des sciences [1]. Il fallut attendre 1965 pour que les travaux de N.J. Zabusky et M.D. Kruskal [2] aboutissent à une explication théorique d'un nouveau type d'onde, le *soliton*.

En 1973, A. Hasegawa et F. Tappert ont mis en évidence l'existence de solitons dans les fibres optiques grâce à des simulations numériques dans lesquelles l'effet de l'auto-modulation de phase pouvait compenser parfaitement une dispersion chromatique anormale [3]. Ils proposèrent d'utiliser les solitons optiques afin de réaliser des télécommunications optiques. Cependant à cette époque, les sources délivrant des impulsions picosecondes à des longueurs d'onde supérieures à 1300 nm étaient rares. Ce n'est donc qu'en 1980 que L.F. Mollenauer *et. al* ont réussi à observer expérimentalement les solitons dans les fibres optiques [4]. Suite à cette observation, l'intérêt des solitons s'est considérablement développé dans le domaine de l'optique à la fois d'un point de vue fondamental et appliqué. De nouvelles dynamiques ont alors été mises en évidence :

- L'observation de solitons d'ordre supérieur [5] et de leur fission en solitons fondamentaux [6, 7],
- La génération d'ondes dispersives [8, 9, 10],
- La réalisation de transmission par solitons sur une distance de 4000 km, pour les télécommunications optiques [11].

Cependant, une variation en fréquence parasite, bien que minime, peut induire un écart sur le temps d'arrivée des impulsions lorsqu'elles se propagent sur des milliers de kilomètres. C'est pourquoi, la découverte par J.P. Gordon et H. Haus de ce jitter parasite [12] a complètement remis en cause le déploiement des systèmes de télécommunications basés sur les solitons.

En 1986, l'auto-décalage Raman des solitons fut découvert [13, 14, 15]. À cause de la diffusion Raman stimulée, un soliton peut se décaler vers les hautes longueurs d'onde. L'un des principaux intérêts est de permettre la mise au point de sources optiques accordables en longueur d'onde en variant la puissance de pompe [16]. En

1996, les fibres optiques microstructurées [17, 18] ont fait leur apparition. Ces fibres sont formées d'une matrice de verre comportant des inclusions microscopiques d'un indice de réfraction différent. À l'aide de ces nouvelles fibres, il fut possible d'obtenir une dispersion anormale autour de 800 nm [19], longueur d'onde de pompe des oscillateurs standard. Ainsi, l'utilisation de sources laser impulsionnelles et de l'auto-décalage Raman ont permis la mise au point de sources laser accordables dans la gamme spectrale de 800 à 1100 nm [20, 21]. Cette fenêtre spectrale est très prisée dans les applications de spectroscopie et microscopie bi-photonique car elle permet de minimiser les absorptions de l'eau contenue dans les échantillons généralement utilisés [22]. Les références [21, 22, 23, 24, 25, 26] indiquent que, de nos jours, les sources optiques accordables fibrées sont encore d'actualité dans le domaine de la microscopie non-linéaire fibrée et de l'endoscopie non-linéaire.

Durant cette dernière décennie, les innovations de la plateforme technologique PhLAM/IRCICA ont permis de fabriquer des fibres dont le diamètre varie au cours du fibrage. Ce type de fibres, qu'on appelle fibres *topographiques* ou fibres *effilées*, ont permis d'exploiter plusieurs domaines de l'optique non-linéaire au sein du laboratoire. Tout d'abord, les premières études furent sur le processus d'instabilité modulationnelle dans le cadre de la thèse de Maxime Droques [27]. Ensuite, en collaboration avec l'université de Bourgogne Franche-Comté, les fibres effilées biréfringentes ont permis d'étudier la diffusion Brillouin [28]. Dans un autre contexte, la thèse d'Abdelkrim Bendahmane, commencée en 2011, portait sur l'étude de nouveaux phénomènes liés aux solitons et à l'auto-décalage Raman dans les fibres topographiques. Mes travaux de thèse s'inscrivent dans la continuité de ceux effectués par A. Bendahmane en se focalisant sur la dynamique des solitons et des ondes dispersives dans les fibres topographiques. Plus particulièrement, le travail s'intéresse à ces sujets :

- La génération d'ondes dispersives multiples à partir d'un soliton unique,
- La cascade d'ondes dispersives,
- La formation d'un soliton à partir d'une onde dispersive,
- Le contrôle *simultané* des propriétés spectrales et temporelles des solitons.

Des codes de simulations et des modélisations numériques ont été développés par les théoriciens du laboratoire afin de concevoir les fibres optiques avec les propriétés désirées. Nous allons utiliser tous ces outils et bénéficier de l'expertise développée pour concevoir et fabriquer les fibres topographiques dans le but de démontrer expérimentalement les dynamiques des sujets décrits précédemment.

Ce manuscrit se compose en quatre chapitres.

Dans le premier chapitre, nous introduisons les généralités sur les concepts relatifs aux fibres optiques microstructurées. Les principaux effets linéaires et non-linéaires rencontrés dans une fibre optique et le modèle permettant de modéliser ces effets seront détaillés. Des simulations numériques sont utilisées pour décrire la propagation des impulsions courtes et introduire la notion de soliton et d'onde dispersive. Enfin, les étapes de fabrication des fibres topographiques seront expliquées.

Le deuxième chapitre de ce manuscrit est consacré à la génération des ondes dispersives dans les fibres topographiques. Elles seront conçues de telle sorte qu'un soliton unique puisse heurter plusieurs fois la longueur d'onde de dispersion nulle. À la différence des fibres uniformes dans lesquelles un soliton émet une seule onde dispersive, ici plusieurs ondes dispersives peuvent être générées à différentes longueurs d'onde par un soliton unique. Dans la première section, le soliton est à proximité du premier zéro de dispersion, alors que dans la deuxième section, il se situe proche du second zéro de dispersion. Nous démontrons expérimentalement que trois ondes dispersives peuvent être émises par un soliton unique. Nous montrons ensuite que ces ondes dispersives restent temporellement localisées grâce à la variation de la dispersion, ce qui est impossible avec les fibres uniformes. De plus, nous démontrons que ces ondes dispersives sont capables d'émettre leurs propres ondes dispersives lorsqu'elles passent en zone de dispersion anormale par le processus que nous nommons *cascade d'ondes dispersives*.

Dans le troisième chapitre, nous présentons pour la première fois la transformation d'une onde dispersive en un soliton fondamental. Ce processus, que nous appelons *solitonisation*, est réalisé à l'aide d'une fibre topographique. L'onde dispersive, initialement située en zone de dispersion normale, se retrouve en zone de dispersion anormale avec la diminution de la valeur du premier zéro de dispersion. La nature solitonique de cette onde est démontrée par la théorie et avec des simulations numériques. Puis, dans la deuxième partie de ce chapitre, nous montrons numériquement pour la première fois la traversée d'un soliton fondamental dans une zone de dispersion normale d'une longueur de 3 mètres. Nous appelons ce processus le *soliton tunneling*, en référence à l'effet tunnel étudié en mécanique quantique. Nous montrons qu'après avoir franchi un tunnel de dispersion normale, le soliton retrouve presque ses caractéristiques initiales. Pour le confirmer, une étude expérimentale sera effectuée.

Le deuxième et le troisième chapitre se consacrent à des aspects fondamentaux pour permettre l'orientation vers des travaux plus appliqués. Le quatrième chapitre est ainsi consacré au contrôle *simultané* de la longueur d'onde et de la durée des

solitons en sortie de fibres topographiques. Nous montrerons la possibilité d'accéder à une large gamme de paramètres, disponibles grâce aux différents types de profils de fibres. Ce concept sera validé expérimentalement sur cinq exemples en vérifiant les caractéristiques des solitons en sortie de fibre.

Dans l'annexe [A](#), le contrôle temporel et spectral d'un soliton fondamental est expliqué avec le modèle analytique de J.P. Gordon modifié dans le contexte des fibres topographiques [\[15\]](#). Puis, l'annexe [B](#) concerne la réalisation de travaux dans le cadre de deux projets en partenariat avec les universités de Limoges et de Marseille. Le but du travail était de concevoir, fabriquer et caractériser des fibres optiques à double gaine destinées à l'endoscopie non-linéaire. Ces fibres permettent de générer des impulsions ultra-courtes tout en collectant la lumière émise par le tissu biologique. La conception, les étapes de fabrication et la caractérisation de ces fibres optiques seront détaillées pour chaque projet.

Propriétés générales des fibres optiques microstructurées

Sommaire

1.1	Les fibres optiques microstructurées	9
1.1.1	La microstructure	9
1.1.2	Les modes transverses	10
1.1.3	Les pertes linéiques	11
1.1.4	La dispersion chromatique	12
1.1.5	La non-linéarité	16
1.1.6	Modélisation de la dispersion et de la non-linéarité dans les fibres optiques microstructurées	19
1.2	Propagation des impulsions dans les fibres optiques uniformes	20
1.2.1	Équation de Schrödinger non-linéaire	20
1.2.2	Le soliton	20
1.2.3	La diffusion Raman stimulée	22
1.2.4	Effet de la pente de dispersion sur la propagation d'un soliton	24
1.2.5	Équation de Schrödinger non-linéaire généralisée	27
1.3	Fabrication des fibres optiques microstructurées	30
1.3.1	De l'empilement à la fibre optique microstructurée	30
1.3.2	Contrôle du diamètre de la fibre uniforme	31
1.3.3	Fabrication des fibres effilées	32
1.3.4	Évolution des paramètres de dispersion et de non-linéarité dans les fibres topographiques	33
1.4	Conclusion	35

1.1. Les fibres optiques microstructurées

Les premières fibres optiques microstructurées (FOMs) sont apparues dans les années 1990 (à l'université de Southampton, dans l'équipe de P. St. Russell) [17]. Les FOMs furent rapidement au cœur de nombreuses recherches principalement motivées par la possibilité d'atteindre des propriétés de guidage inaccessibles avec les fibres conventionnelles. Par exemple, il est possible d'obtenir une dispersion anormale à 800 nm [29] ou encore de guider la lumière dans un seul type de matériau [17] se composant généralement de silice avec inclusions de trous d'air. Les FOMs peuvent aussi guider la lumière dans un cœur creux grâce à l'effet de bandes interdites photoniques [30]. Bien qu'une large variété de FOMs existe, nous nous limiterons dans ce manuscrit à l'étude des FOMs air/silice à cœur solide.

1.1 Les fibres optiques microstructurées

1.1.1 La microstructure

La structure transverse d'une FOM est représentée sur la figure 1.1 (a). Elle est constituée de silice contenant des inclusions de trous d'air de forme circulaire disposées en structure hexagonale autour d'un cœur central en silice. La géométrie de la FOM est caractérisée par d , le diamètre d'un trou d'air, et le pitch Λ , la distance entre deux trous d'air. Les dimensions de la microstructure sont ajustées en fabrication (nous le verrons plus en détails en section 1.3). Sur la figure 1.1 (b), sont représentées deux structures de FOMs différentes prises au microscope électronique à balayage (MEB).

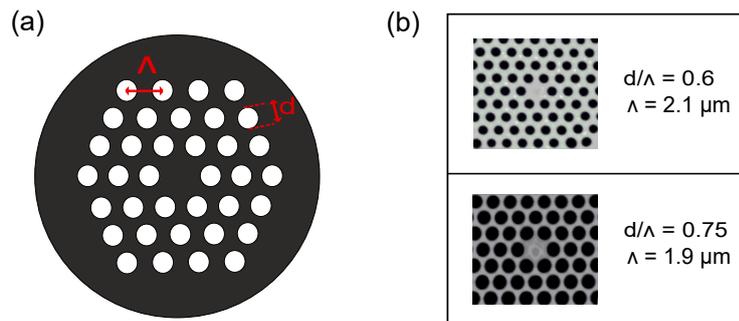


FIGURE 1.1 – (a) Schéma de la structure d'une FOM à cœur solide. (b) photos MEB de deux différentes structures où l'air est en noir et la silice en gris.

En première approximation, la gaine microstructurée peut être décrite comme une gaine d'indice uniforme n_{FSM} ¹ représentée schématiquement sur la figure 1.2. Tout comme une fibre conventionnelle guidant par réflexion totale interne (RTI)

1. **FSM** : Fundamental Space-filing Mode

[18], la lumière est guidée lorsque l'indice du cœur est supérieur à n_{FSM} . On parle alors de guidage par réflexion totale interne modifiée (RTIM).

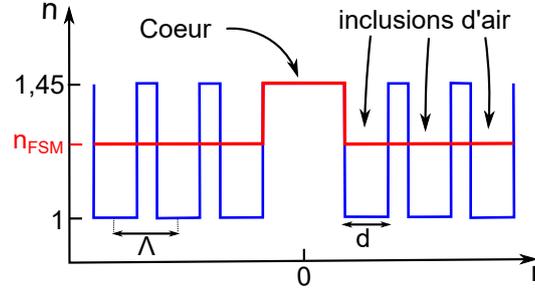


FIGURE 1.2 – Profil d'indice selon une coupe transverse d'une FOM air/silice. La courbe bleue correspond au profil réel tandis que la courbe rouge correspond au profil de fibre à saut d'indice équivalente.

Les modes de propagation de la lumière dans le cœur ont une distribution spatiale d'intensité et une vitesse qui leur sont propres. Ils feront l'objet de la section suivante.

1.1.2 Les modes transverses

La lumière dans une fibre optique se propage en se réfléchissant sur l'interface entre le cœur et la gaine, pour donner des figures d'interférences complexes nommées *modes transverses*. La fibre est dite *monomode* lorsqu'elle ne supporte qu'un seul mode de propagation et *multimode* si plusieurs modes sont guidés.

Les modes transverses s'obtiennent à partir des équations de Maxwell appliquées à la structure du guide. Si on se restreint à une onde monochromatique de pulsation ω , les solutions qui découlent des équations de Maxwell sont sous forme d'ondes monochromatiques progressives. En l'absence d'effets non-linéaires, le champ électrique d'une onde se propageant dans le sens des z croissants s'écrit :

$$\vec{E}(\vec{r}, T) = F(x, y, \omega) e^{i\omega T} e^{-i\beta(\omega)z} \quad (1.1)$$

avec $\vec{r} = (x, y, z)$ le vecteur position et $F(x, y, \omega)$ la distribution modale. $\beta(\omega)$ est la constante de propagation. Elle représente la composante longitudinale du vecteur d'onde et s'exprime par :

$$\beta(\omega) = \frac{\omega n_{eff}(\omega)}{c} \quad (1.2)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide et n_{eff} est l'indice effectif du mode guidé qui varie avec la fréquence ω .

1.1. Les fibres optiques microstructurées

Les FOMs sont infiniment monomodes lorsque le rapport d/Λ est inférieur à 0,43 [17]. Les fibres utilisées dans les expériences décrites dans ce manuscrit ne vérifiant pas ce critère, elles peuvent toutefois être de nature monomode à la longueur d'onde de travail. Nous avons pris garde à utiliser une injection centrée de sorte à exciter uniquement le mode fondamental. Pour ce mode fondamental, la répartition de l'intensité est quasiment gaussienne dans le cœur de la fibre.

1.1.3 Les pertes linéiques

La lumière se propageant dans les fibres optiques subit des pertes d'origines différentes, comme cela est illustré sur la figure 1.3 :

- La diffusion Rayleigh (trait pointillé bleu) varie en $1/\lambda^4$. Elle est donc prépondérante aux courtes longueurs d'onde.
- L'absorption vibrationnelle des molécules de silice (trait violet). Elle est importante aux hautes longueurs d'onde.
- L'absorption liée aux impuretés du matériau causée par les différents modes de vibrations des ions OH^- (trait vert) avec un pic principal situé autour de 1380 nm et deux autres pics importants à 1245 et 940 nm [31].

L'atténuation totale représentée en rouge sur la figure 1.3 est la somme des

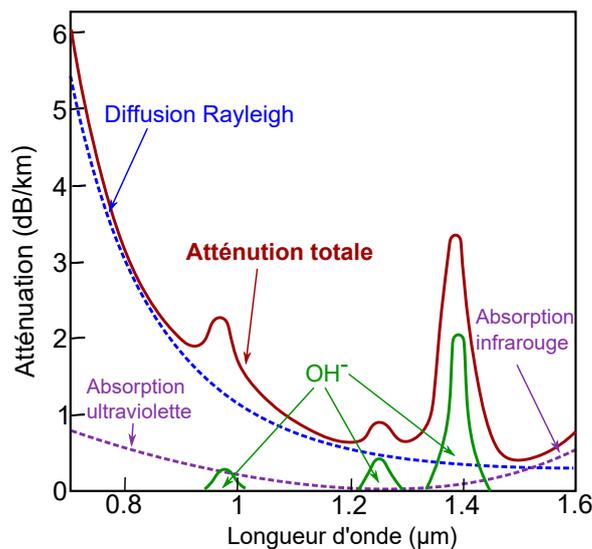


FIGURE 1.3 – Allure générale de l'atténuation dans une fibre optique en silice et de ses différentes contributions en fonction de la longueur d'onde.

Chapitre 1. Propriétés générales des fibres optiques microstructurées

contributions de tous ces mécanismes de pertes.

Les pertes peuvent aussi être liées à la structure de la fibre. Elles peuvent être induites par la fuite d'une partie de la lumière (nommées pertes par confinement). Elles peuvent aussi être liées aux courbures.

Les travaux présentés dans ce manuscrit se limitent à des fibres de moins de 50 mètres, peu courbées et dont l'atténuation est toujours inférieure à typiquement une vingtaine de dB/km sur les gammes spectrales de travail. Les pertes sont donc au maximum de 1 dB sur un tronçon de fibre. C'est pourquoi, sauf indication contraire, nous négligerons l'impact des pertes dans ce manuscrit.

1.1.4 La dispersion chromatique

Lorsqu'une onde électromagnétique polychromatique traverse un milieu diélectrique, ses composantes fréquentielles se propagent à des vitesses spécifiques. Afin de rendre compte des effets de la dispersion chromatique, il est nécessaire de procéder à un développement en série de Taylor de $\beta(\omega)$ autour de la fréquence centrale ω_0 :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1 \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2 \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \beta_3 \cdot (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (1.3)$$

$$\text{et} \quad \beta_n = \left(\frac{d^n \beta}{d\omega^n} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (1.4)$$

Les trois premiers ordres de β_n sont :

- $\beta_0 = \beta(\omega_0)$ est la **constante de propagation linéaire** à la pulsation centrale
- $\beta_1 = \frac{1}{v_g}$ est l'**inverse de la vitesse de groupe**
- β_2 est la **dispersion de la vitesse de groupe (GVD²)**. Elle est reliée au paramètre de dispersion D . Ce paramètre est souvent utilisé en pratique car il montre la variation de la vitesse de groupe en fonction de la longueur d'onde et non en fonction de la fréquence :

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 = \frac{\partial \beta_1}{\partial \lambda} \quad (1.5)$$

- β_3 est la **pente de la GVD**. L'importance de ce terme sur des impulsions courtes sera vue en section 1.2.4.

2. **GVD** : Group Velocity Dispersion

1.1. Les fibres optiques microstructurées

Ces termes sont mesurables et ont un impact significatif sur la propagation des impulsions. Les termes d'ordre supérieur à trois ne seront pas pris en compte. En effet, il a été vérifié avec des simulations numériques que l'impact des termes d'ordre supérieur à trois était négligeable concernant les cas étudiés dans ce manuscrit.

Comme le montre la figure 1.4, on peut distinguer différents régimes de GVD suivant son signe :

- En **zone de dispersion normale** ($\beta_2 > 0$) : les composantes de plus faibles longueurs d'onde voyagent à des vitesses inférieures à celles des composantes de plus hautes longueurs d'onde ;
- En **zone de dispersion anormale** ($\beta_2 < 0$) : ce sont les composantes aux plus basses longueurs d'onde qui voyagent le plus vite ;
- En **zone de dispersion nulle** ($\beta_2 = 0$) : on se trouve à la limite entre ces deux zones. On définit alors λ_0 , la longueur d'onde de dispersion nulle (ZDW³).

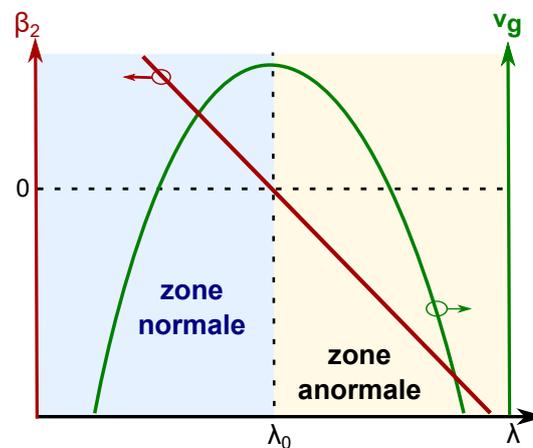


FIGURE 1.4 – Évolution typique de la GVD (en rouge) et de la vitesse de groupe (en vert) en fonction de la longueur d'onde dans une FOM standard.

⇒ Impact de la dispersion chromatique sur les impulsions courtes :

Nous allons maintenant étudier l'impact de la dispersion chromatique sur la propagation des impulsions optiques courtes.

3. **ZDW** : Zero Dispersion Wavelength

Chapitre 1. Propriétés générales des fibres optiques microstructurées

Soit une impulsion de forme gaussienne définie par :

$$A(z = 0, T) = \sqrt{P_0} \exp\left(-\frac{T^2}{2T_0^2}\right) \quad (1.6)$$

où P_0 est la puissance crête et la largeur à mi-hauteur est reliée à T_0 par $T_{FWHM} = 1,665 \times T_0$.

L'impulsion se propage dans un milieu purement dispersif avec comme paramètres $|\beta_2| = 4 \times 10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$, $T_{FWHM}=140 \text{ fs}$ et $P_0=210 \text{ W}$. On remarque sur la figure 1.5 (a) que le spectre de l'impulsion en sortie est rigoureusement identique à celui en entrée de fibre. Par contre, on constate sur la figure 1.5 (b) que l'impulsion s'est élargie temporellement (avec une durée de 800 fs à mi-hauteur) et que sa puissance crête a diminué (passant de 210 W à 36 W) après 1 m de propagation. En effet, en l'absence d'effets non-linéaires, les composantes fréquentielles de l'impulsion sont inchangées mais elles se déplacent à des vitesses différentes, d'où l'étalement dans le domaine temporel.

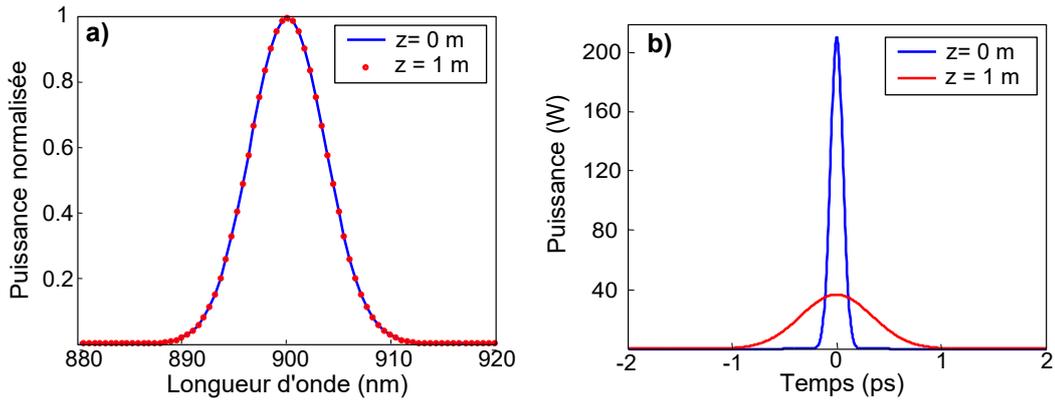


FIGURE 1.5 – Évolution d'une impulsion de forme gaussienne de puissance $P_0 = 210 \text{ W}$ et de durée $T_{FWHM} = 140 \text{ fs}$ dans un milieu purement dispersif avec $|\beta_2| = 4 \times 10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$ et $z = 1 \text{ m}$. (a) Spectre et (b) Domaine temporel.

D'un point de vue pratique, on peut considérer que les effets de la dispersion deviennent significatifs lorsque la longueur de fibre est supérieure à la longueur de dispersion $L_D = T_0^2/|\beta_2|$ où T_0 est la durée de l'impulsion. L_D correspond à la distance de propagation au bout de laquelle l'impulsion s'est élargie d'un facteur $\sqrt{2}$.

La dispersion chromatique conduit donc à une "réorganisation temporelle" des composantes fréquentielles de l'impulsion. Cette réorganisation, appelée *chirp*, ou dérive de fréquence en français, produit une modification de la durée de l'impulsion.

1.1. Les fibres optiques microstructurées

Au cours de la propagation, la fréquence de l'impulsion dépend du temps. L'impulsion de type gaussienne définie précédemment par l'équation 1.1.4 s'écrit donc en fonction paramètre de chirp C [32] :

$$A(z = 0, T) = \sqrt{P_0} \exp\left(-\frac{1 + iC}{2} \frac{T^2}{T_0^2}\right) \quad (1.7)$$

⇒ Signature spectro-temporelle :

La figure 1.5 (a) ne fournit aucune information sur les vitesses auxquelles voyagent les composantes spectrales contenues dans l'impulsion. En effet, quel que soit le signe de la dispersion, l'étalement temporel est équivalent [figure 1.6 (a)]. Pour pallier à ce problème, il suffit de regarder l'allure du spectrogramme.

Le spectrogramme est obtenu par transformée de Fourier à fenêtre glissante permettant de donner la position spectrale de chaque composante temporelle.

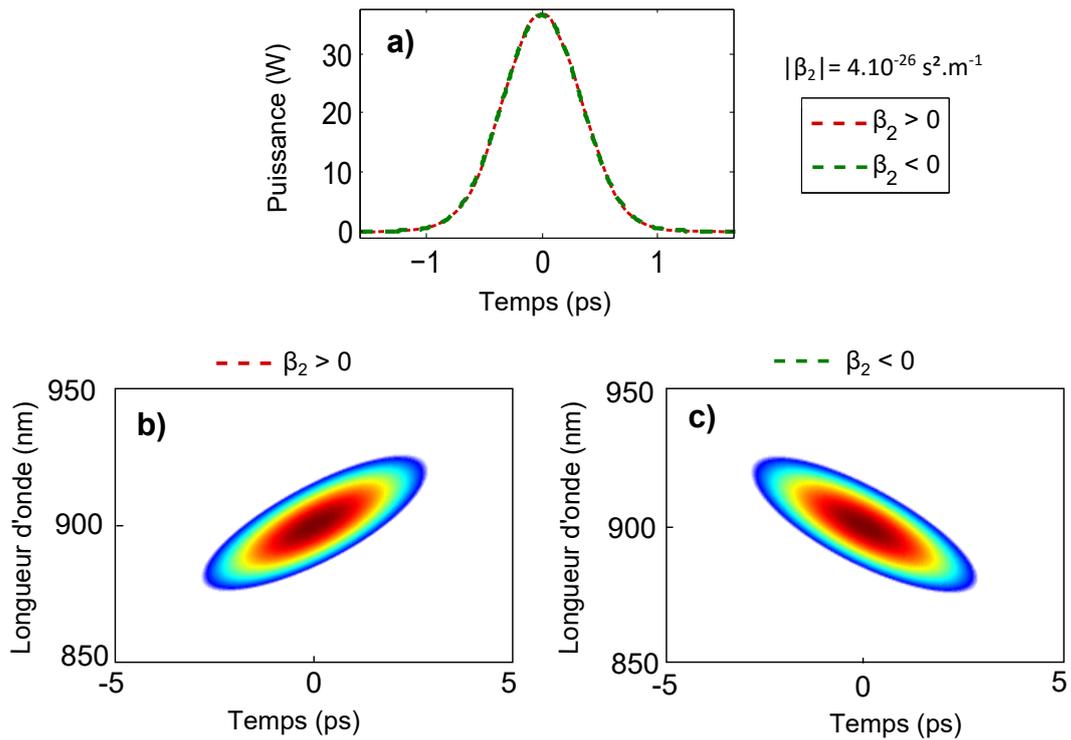


FIGURE 1.6 – (a) Profil temporel d'une impulsion [de mêmes paramètres que sur la figure 1.5 (b)] se propageant en régime de dispersion normale (rouge) et anormale (vert). Spectrogrammes de l'impulsion dans le cas d'une GVD (b) positive et (c) négative.

Chapitre 1. Propriétés générales des fibres optiques microstructurées

Le spectrogramme représenté sur la figure 1.6 (b) montre le déplacement des composantes fréquentielles contenues dans l'impulsion. En effet, dans le cas d'une GVD positive, l'impulsion subit un chirp linéaire positif [et inversement dans le cas d'une GVD négative sur la figure 1.6 (c)].

⇒ Impulsion "limitée par la transformée de Fourier" :

Une impulsion dont le paramètre de chirp est nul ($C = 0$) possède une phase spectrale constante pour chacune de ses composantes fréquentielles. On parle alors d'impulsion *limitée par la transformée de Fourier*. Dans ce cas, la durée de l'impulsion est la plus courte que l'on puisse obtenir à partir d'une largeur spectrale donnée. Lorsque les impulsions possèdent des profils particuliers, il est pratique de se référer au produit entre la largeur spectrale à mi-hauteur et la durée à mi-hauteur, $\Delta\nu_{FWHM} \times \Delta T_{FWHM}$ qui vaut :

- 0,44 pour une impulsion de forme gaussienne ;
- 0,315 pour une impulsion de forme sécante hyperbolique carrée.

La dispersion chromatique n'est pas le seul effet présent lors de la propagation d'une impulsion ultra-courte. En effet, une telle impulsion génère des champs intenses et donc les effets non-linéaires ne sont pas négligeables.

1.1.5 La non-linéarité

On peut parler d'optique non-linéaire lorsque la réponse du milieu à un champ optique n'est plus strictement proportionnelle à l'amplitude de ce champ. En effet, lorsque ces champs deviennent comparables aux champs interatomiques, la polarisation macroscopique d'un milieu devient non-linéaire. Cette polarisation macroscopique \vec{P} , induite par un champ électrique \vec{E} , s'écrit sous la forme d'un développement de Taylor [32] :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \underbrace{\varepsilon_0 \left(\chi^{(2)} : \vec{E} \cdot \vec{E} + \chi^{(3)} : \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots \right)}_{\text{polarisation non-linéaire}} \quad (1.8)$$

où ε est la permittivité diélectrique du vide et $\chi^{(i)}$ sont les tenseurs des susceptibilités d'ordre i . La partie réelle de la susceptibilité d'ordre 1 correspond à l'indice de réfraction linéaire du matériau $n_l(\omega)$:

$$n_l(\omega) = \sqrt{1 + \text{Re} [\chi^{(1)}(\omega)]} \quad (1.9)$$

1.1. Les fibres optiques microstructurées

Le verre étant un matériau centro-symétrique (car amorphe), le tenseur de susceptibilité d'ordre 2, $\chi^{(2)}$, peut être négligé [33]. C'est donc la susceptibilité d'ordre trois, $\chi^{(3)}$, qui est responsable des phénomènes non-linéaires observables dans les fibres optiques. Les ordres supérieurs ayant une contribution beaucoup plus faible seront négligés.

L'une des conséquences notables de l'interaction du champ électrique avec la matière est l'*effet Kerr optique*. L'indice de réfraction dépend de l'intensité de l'onde :

$$n = n_l + n_2 \cdot I \quad (1.10)$$

où n_2 est l'indice non-linéaire du matériau. Il est lié à la partie réelle de la susceptibilité d'ordre trois par la relation [33] :

$$n_2 = \frac{3\chi^{(3)}}{4n_0^2 \varepsilon_0 c} \quad (1.11)$$

⇒ **Le coefficient non-linéaire :**

Il est pratique d'introduire le coefficient non-linéaire $\gamma(\omega)$, dont la formule la plus simplifiée est donnée par :

$$\gamma(\omega) = \frac{n_2 \omega}{c A_{eff}(\omega)} \quad (1.12)$$

Le coefficient non-linéaire peut être ajusté avec les variations de la structure de la FOM car il est directement relié à A_{eff} , l'aire effective du mode. On peut alors exacerber le coefficient non-linéaire en diminuant cette aire effective, qui est donnée par la formule :

$$A_{eff}(\omega) = \frac{\left(\iint_{-\infty}^{+\infty} |F(x, y, \omega)|^2 dx dy \right)^2}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |F(x, y, \omega)|^4 dx dy} \quad (1.13)$$

⇒ **Impact des effets non-linéaires sur la propagation des impulsions lumineuses courtes dans une fibre optique :**

À cause de la dépendance en intensité de l'indice de réfraction, l'impulsion acquiert un déphasage auto-induit nommé *auto-modulation de phase* (AMP). Ce dé-

phasage a pour conséquence une modification de la fréquence instantanée de l'onde par rapport au centre de l'impulsion ω_0 , donné par la relation :

$$\delta\omega(t) = -\gamma \frac{dP}{dt} z \quad (1.14)$$

La figure 1.7 (a) montre l'élargissement spectral d'une impulsion de forme gaussienne de mêmes caractéristiques que celle décrite en section 1.1.4 ($P_0 = 210$ W, $T_{FWHM} = 140$ fs) dans un milieu purement non-linéaire. Au cours de la propagation, de nouvelles fréquences sont continûment générées, augmentant la largeur spectrale totale de l'impulsion. On remarque sur la figure 1.7 (b) que, dans ce milieu purement non-linéaire, le profil temporel de l'impulsion est inchangé.

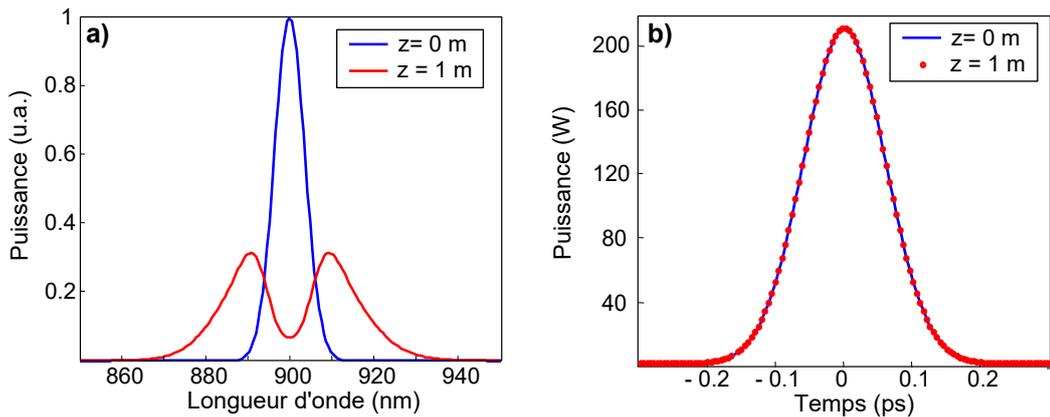


FIGURE 1.7 – Évolution de l'impulsion de mêmes caractéristiques que celle de la figure 1.5 se propageant dans un milieu purement non-linéaire où $\gamma = 20 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$. (a) Spectre et (b) domaine temporel.

Comme pour les effets linéaires, il est pratique d'introduire une longueur caractéristique. La longueur non-linéaire est définie par $L_{NL} = 1/\gamma P_0$ et correspond à la longueur nécessaire à une accumulation de phase non-linéaire au centre de l'impulsion égale à 1.

Dans les FOMs, les effets linéaires et non-linéaires évoluent simultanément, impactant la propagation d'impulsions lumineuses courtes. Il est donc nécessaire de modéliser numériquement l'évolution spectrale des paramètres de la dispersion et de la non-linéarité, les solutions analytiques pures étant très limitées.

1.1. Les fibres optiques microstructurées

1.1.6 Modélisation de la dispersion et de la non-linéarité dans les fibres optiques microstructurées

La méthode empirique proposée par K. Saitoh et M. Koshiba [34], permet de calculer l'évolution spectrale de la dispersion et du coefficient non-linéaire uniquement à partir des paramètres opto-géométriques (Λ et d/Λ) des FOMs à cœur solide air/silice. Les formules empiriques sont obtenues par ajustement des résultats donnés par la méthode par élément finis, ce qui évite d'y avoir recours car la méthode par élément finis requiert de longs temps de calcul. La comparaison entre ces deux méthodes est présentée sur les figures 1.8 (a) et (b) pour deux fibres de géométrie différente. On remarque, en plus de l'expérience, que lorsque le pitch est petit (typiquement inférieur à $1,3 \mu\text{m}$), l'accord n'est pas parfait mais reste encore satisfaisant. Concernant le rapport d/Λ , la limite de validité donnée par la référence de K. Saitoh et M. Koshiba [34] est comprise entre 0,2 et 0,8.

Alors que le ZDW des fibres standard de type SMF28 se limite à 1300 nm, on constate sur la figure 1.8 (a) qu'il est possible d'atteindre des nouvelles propriétés sur la courbe de dispersion. En effet, on peut décaler le ZDW vers le visible et donc pomper en zone de dispersion anormale avec les oscillateurs femtoseconde standard. De plus, on constate par la courbe rouge qu'il est possible d'introduire un deuxième ZDW dans la fenêtre de transparence de la silice. La figure 1.8 (b) montre que le coefficient non-linéaire peut atteindre des valeurs beaucoup plus élevées que dans les fibres standard. A titre de comparaison, la valeur du coefficient non-linéaire est de $1,2 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ à 1550 nm dans une fibre optique conventionnelle de type SMF28.

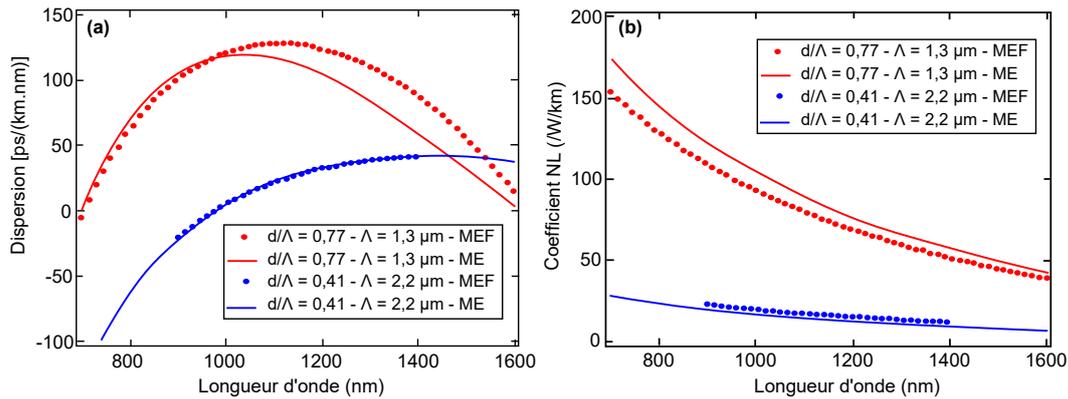


FIGURE 1.8 – Comparaison entre (a) les courbes de dispersion et (b) de coefficient non-linéaire, pour différentes FOMs, déterminées par une méthode d'éléments finis (traits rouges et bleus) et la méthode empirique [34] (marqueurs rouges et bleus). MEF : Méthode des éléments finis, ME : Méthode empirique.

Grâce à ces données, nous serons donc capables de modéliser de façon précise la propagation des impulsions dans les FOMs.

1.2 Propagation des impulsions dans les fibres optiques uniformes

Cette section est consacrée à la propagation d'impulsions courtes (typiquement d'une centaine de femtosecondes) dans une fibre optique, en tenant compte à la fois de la dispersion chromatique et de la non-linéarité. Le problème étant complexe, il est nécessaire de faire appel à des simulations numériques. Dans cette section, nous introduisons les notions de solitons et d'ondes dispersives dans les fibres optiques, qui seront au cœur des résultats présentés dans les prochains chapitres.

1.2.1 Équation de Schrödinger non-linéaire

Soit $A(z, T)$ l'enveloppe complexe d'une impulsion se propageant suivant z dans un repère temporel T . Le champ électrique s'écrit :

$$E(\vec{r}, T) = \frac{1}{2} \left[A(z, T) e^{i(\omega T - \beta_0 z)} + c.c. \right] \times F(x, y, \omega) \quad (1.15)$$

où *c.c.* fait référence au terme complexe conjugué.

Pour s'affranchir du terme en β_1 dans les équations suivantes, il est possible de réaliser une étude dans le repère se déplaçant avec l'enveloppe de l'impulsion $A(z, T)$ à la vitesse de groupe v_g (définie en section 1.1.4). Le changement de repère amène à la transformation suivante : $t = T - z/v_g$.

L'équation de propagation ne tenant compte que de la dispersion chromatique du second ordre et la non-linéarité, définies en section 1.1.4 et 1.1.5, est l'équation de Schrödinger non-linéaire dite "pure" [32] :

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial t^2} + i \gamma A(z, t) |A(z, t)|^2 \quad (1.16)$$

1.2.2 Le soliton

L'équation de Schrödinger non-linéaire possède quelques solutions analytiques dont la plus simple est l'onde plane. Il existe aussi d'autres solutions comme les breathers d'Akhmediev [35], pour ne citer qu'elles.

Nous avons vu précédemment que lors de sa propagation, une impulsion lumineuse se déforme temporellement et spectralement à cause de la dispersion chromatique et de l'effet Kerr. En zone anormale de dispersion, le chirp induit par l'auto-modulation

1.2. Propagation des impulsions dans les fibres optiques uniformes

de phase est de signe opposé à celui induit par la dispersion. Ces deux effets peuvent donc se compenser pour donner naissance à des impulsions se propageant sans déformation, nommées *solitons*. Ces impulsions constituent une autre solution de l'équation de Schrödinger non-linéaire "pure". Le profil temporel d'un soliton est du type :

$$A = \sqrt{P_0} \operatorname{sech} \left(\frac{t}{T_0} \right) \quad (1.17)$$

où P_0 et T_0 sont respectivement la puissance crête et la durée de l'impulsion initiale. La durée à mi-hauteur de l'impulsion est reliée à T_0 par $T_{FWHM} = 1,73 \times T_0$.

On définit N , l'ordre du soliton, traduisant l'importance relative entre l'auto-modulation de phase et la dispersion chromatique sur l'évolution de l'impulsion au cours de la propagation. Il est défini par :

$$N^2 = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} = \frac{L_D}{L_{NL}} \quad (1.18)$$

Si $N = 1$, alors on parle de *soliton fondamental*. Il résulte de la compensation parfaite entre l'AMP et la dispersion chromatique. Comme on peut le voir sur les figures 1.9 (a) et (b), le soliton fondamental conserve le même profil spectral et temporel sur les 5 m de propagation dans le cas d'une fibre idéale [selon l'équation (1.16)]. Il en serait de même sur une longueur infinie.

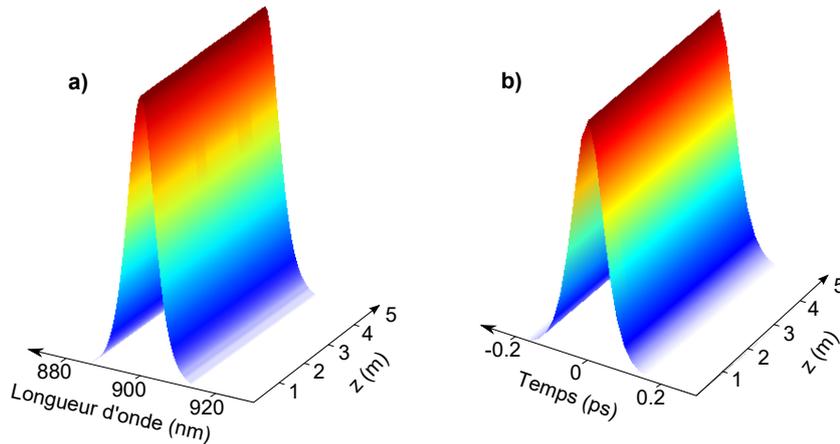


FIGURE 1.9 – Évolutions (a) spectrale et (b) temporelle d'un soliton fondamental d'une durée $T_0 = 100$ fs centré à 900 nm et d'ordre $N = 1$ dans une fibre de 5 m.

En revanche, dans le cas où $N > 1$, le soliton est dit d'ordre supérieur. Il peut être vu comme la superposition de N solitons fondamentaux possédant la même

vitesse de groupe mais des puissances crêtes et des durées différentes. Au cours de la propagation, les effets linéaires et non-linéaires prédominent successivement de façon périodique. Ainsi, le soliton va respirer avec une période z_0 qu'on appelle longueur de respiration du soliton :

$$z_0 = \frac{\pi T_0^2}{2|\beta_2|} \quad (1.19)$$

À titre d'exemple, la figure 1.10 montre l'évolution d'un soliton d'ordre 2 d'une durée $T_0 = 100$ fs centré à 900 nm dans une fibre idéale de 70 cm. On constate que les profils spectral et temporel du soliton sur les figures 1.10 (a) et (b) évoluent périodiquement.

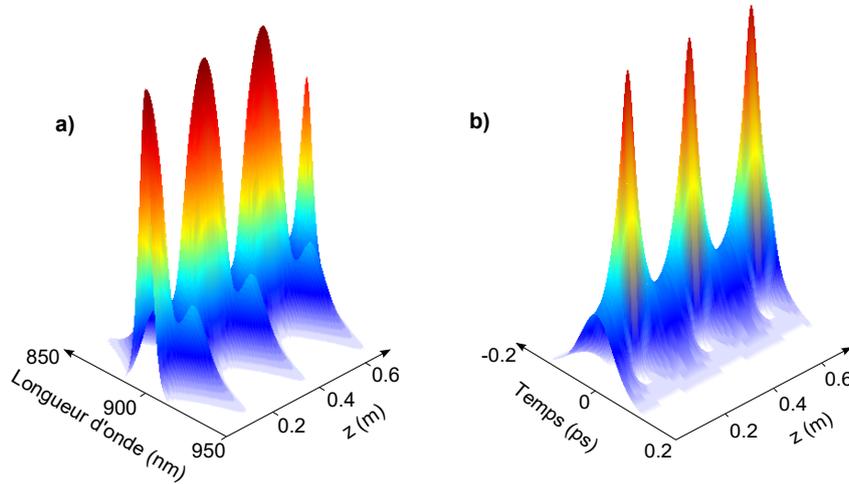


FIGURE 1.10 – Évolutions (a) spectrale et (b) temporelle d'un soliton de durée $T_0 = 100$ fs, centré à 900 nm d'ordre $N = 2$ dans une fibre de 70 cm.

Dans les fibres optiques, les solitons subissent plusieurs types de perturbations. Nous verrons plus en détails en section 1.2.5 que seuls les solitons fondamentaux sont stables.

1.2.3 La diffusion Raman stimulée

La diffusion Raman est un effet non-linéaire inélastique. Sa première mise en évidence dans les fibres optiques fut réalisée dans les années 1970 [36]. Elle implique un transfert d'énergie des basses vers les hautes longueurs d'onde dû à l'interaction de l'onde avec les phonons optiques issus des modes de vibrations des molécules de silice. Le gain Raman est lié à la partie imaginaire de la réponse non-linéaire du

1.2. Propagation des impulsions dans les fibres optiques uniformes

milieu. La courbe du gain Raman est tracée sur la figure 1.11. Elle s'étale sur une largeur de 40 THz avec un maximum à 13 THz de la pompe pour une fibre en verre de silice.

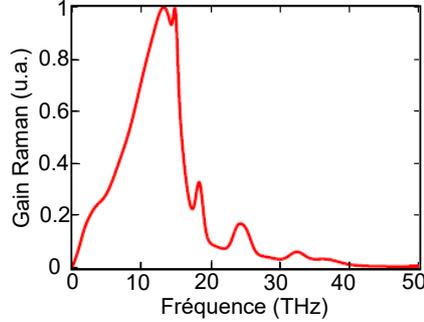


FIGURE 1.11 – Spectre de gain Raman en fonction de l'écart en fréquence par rapport à la pompe d'après la référence [37].

L'ajout du terme Raman dans l'équation 1.16 mène à l'équation suivante :

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial t^2} + i \gamma A(z, t) \left[(1 - f_R) |A(z, t)|^2 + f_R \underbrace{\int_{-\infty}^{+\infty} h_R(t') |A(z, t - t')|^2 dt'}_{\text{Réponse Raman}} \right] \quad (1.20)$$

où f_R est la fraction de la contribution Raman du matériau (18 % dans le cas de la silice) et $h_R(t')$ est la fonction de réponse Raman temporelle.

La nature continue du spectre de gain Raman dans le verre de silice permet de décaler spectralement un soliton vers les hautes longueurs d'onde. On parle alors d'auto-décalage Raman du soliton (ou SSFS⁴ en anglais) [14]. Un modèle analytique introduit par J. P. Gordon [15] permet de prédire théoriquement l'évolution de la fréquence du soliton lors de sa propagation (voir en annexe A). On y montre que le taux de décalage Raman dépend, entre autres, de la puissance crête du soliton. Grâce à cette propriété, il est facile en expérience de contrôler le décalage du soliton en modifiant la puissance en entrée de la fibre [16].

La figure 1.12 illustre la propagation d'un soliton d'une durée de 80 fs dans une fibre avec $\beta_2 = -1 \times 10^{-25} \text{ s}^2/\text{m}$ et $\gamma = 80 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ d'après l'équation 1.20.

4. SSFS : Soliton-Self Frequency Shift

Cette figure montre le décalage du soliton induit par l'effet Raman vers les hautes longueurs d'onde. En effet, le soliton, initialement situé à 900 nm, se décale jusque 950 nm après 5 m de propagation.

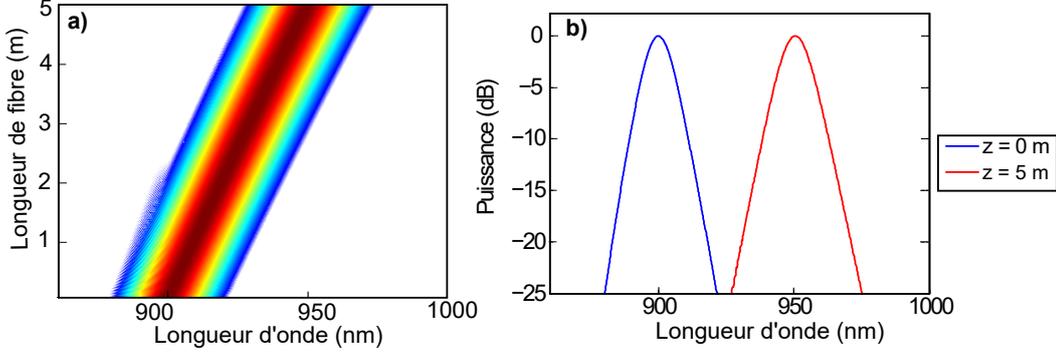


FIGURE 1.12 – Propagation d'un soliton fondamental d'une durée $T_0 = 80$ fs, centré à 900 nm dans une fibre de 5 m. Paramètres : $\beta_2 = -1 \times 10^{-25}$ s²/m et $\gamma = 80$ W⁻¹km⁻¹. (a) Évolution spectrale en fonction de la longueur, (b) Spectre du soliton en entrée (bleu) et en sortie (rouge) de la fibre.

1.2.4 Effet de la pente de dispersion sur la propagation d'un soliton

Lorsqu'un soliton se propage en zone de dispersion anormale au voisinage de la longueur d'onde de dispersion nulle, son spectre peut recouvrir partiellement la zone de dispersion normale. Dans ce cas, il est nécessaire de prendre en compte la pente de la dispersion dans les simulations numériques. Le soliton va alors se déstabiliser et va transférer une partie de son énergie vers une radiation appelée *onde dispersive* (aussi nommée *radiation résonante* ou de *Cherenkov* dans la littérature) [38].

La génération de ces ondes dispersives est habituellement expliquée en terme d'accord de phase entre le soliton et l'onde dispersive [38] : $\beta_{OD}(\omega) = \beta_s(\omega)$, avec $\beta_{OD}(\omega)$ la constante de propagation de l'onde dispersive et $\beta_s(\omega)$ celle du soliton à la fréquence de l'onde dispersive. En effectuant un développement en série de Taylor des constantes de propagation, l'accord de phase mène à la relation ci-dessous [38] :

$$\frac{\beta_3}{6} \Omega^3 + \frac{\beta_2}{2} \Omega^2 = \frac{\gamma P}{2} \quad (1.21)$$

Dans cette équation, P est la puissance crête du soliton, et $\Omega = \omega_s - \omega_{OD}$ désigne l'écart en fréquence entre l'onde dispersive ω_{OD} et le soliton ω_s . Cette relation

1.2. Propagation des impulsions dans les fibres optiques uniformes

permet de déterminer facilement la position spectrale de l'onde dispersive.

Afin de déterminer l'efficacité de génération des ondes dispersives, on introduit le terme ε défini par [38] :

$$\varepsilon = \frac{\beta_3(\omega_{sol})}{6 T_0 |\beta_2(\omega_{sol})|} \quad (1.22)$$

Physiquement, on peut interpréter ce paramètre ε correspondant au recouvrement spectral entre la queue du spectre du soliton et la zone de dispersion normale. Akhmediev *et. al* considèrent que le soliton est instable lorsque $\varepsilon > 0.04$, permettant la génération d'ondes dispersives.

⇒ Impact d'une pente de dispersion positive :

La figure 1.13 (a) montre que le spectre du soliton initial (en bleu) recouvre la zone de dispersion normale. Dans une FOM standard, la pente de la dispersion est positive et d'après l'équation 1.21, le soliton transfère une partie de son énergie vers une onde dispersive à une longueur d'onde plus faible. Le soliton ayant perdu une partie de son énergie, il n'est plus idéal et se décale spectralement vers le rouge, s'éloignant du zéro de dispersion pour conserver la pulsation moyenne du système. Ce phénomène, appelé *recul spectral* [38], possède une origine différente du décalage Raman du soliton. Le profil temporel est tracé sur la figure 1.13 (b). L'onde dispersive est de très faible puissance crête par rapport au soliton.

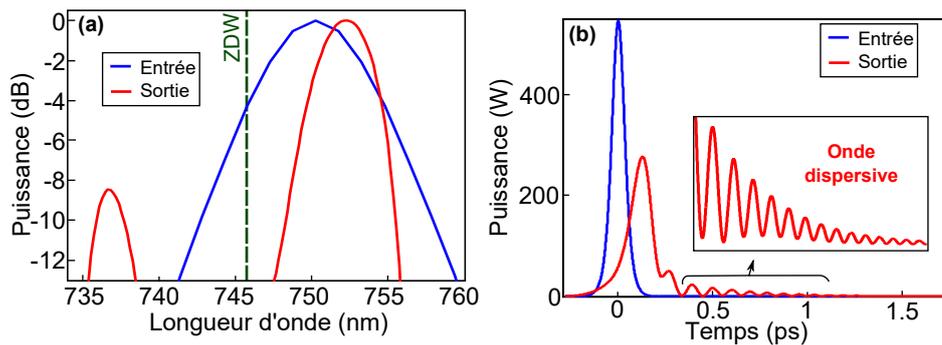


FIGURE 1.13 – Génération d'une onde dispersive (a) dans le domaine spectral et (b) dans le domaine temporel. Le trait pointillé représente la position du ZDW. Paramètres : impulsion de type sécante hyperbolique avec $T_0 = 80$ fs, $\beta_2 = -7 \times 10^{-26}$ s²/m, $\beta_3 = 7 \times 10^{-39}$ s³/m et $\gamma = 62$ W⁻¹km⁻¹ d'après l'équation 1.20.

⇒ Impact d'une pente de dispersion négative :

Bien que la plupart des profils de FOMs présentent un seul ZDW, il peut exister certains profils qui en comportent deux. Lorsque le soliton se décale vers les hautes longueurs d'onde par effet Raman, il peut s'approcher du deuxième ZDW (montré sur la figure 1.14). Les phénomènes décrits précédemment (le recul spectral du soliton et l'émission d'une onde dispersive) se produisent. Contrairement au cas précédent, la pente de la dispersion est négative, l'onde dispersive sera donc générée vers les hautes longueurs d'onde et le recul du soliton se fera vers les basses longueurs d'onde.

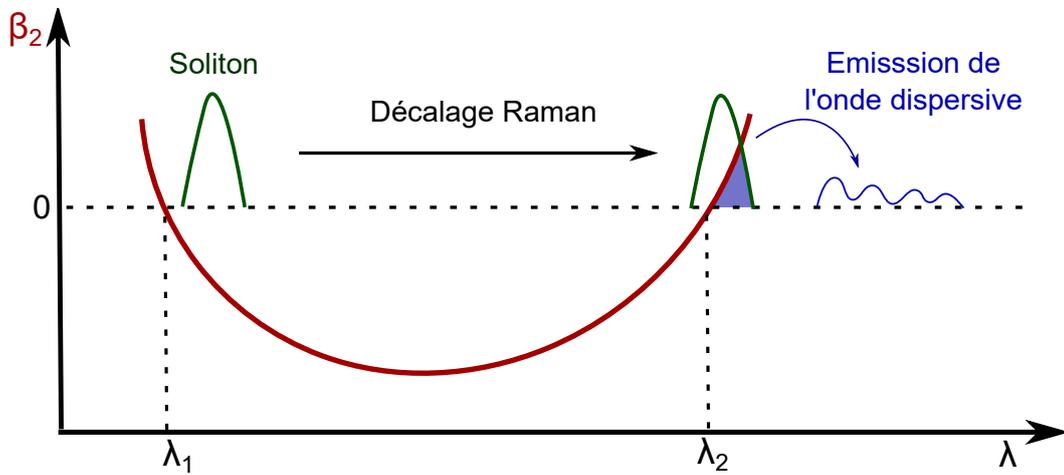


FIGURE 1.14 – Schéma explicatif de l'émission d'ondes dispersives. La courbe de dispersion est en rouge. Les longueurs d'onde λ_1 et λ_2 représentent les valeurs du premier et du second ZDW.

La figure 1.15 (a) représente la propagation d'un soliton d'une durée de 70 fs dans une fibre de 2 m avec une pente de dispersion négative. La longueur d'onde centrale du soliton, initialement positionnée à 890 nm, se décale vers le rouge par effet Raman, et vers 1,4 m, le spectre du soliton recouvre le deuxième ZDW, situé à 934 nm. C'est à cette longueur de fibre qu'une onde dispersive est générée à 991 nm. Dans ce cas, le soliton subit alors le recul spectral vers le bleu. L'évolution temporelle, tracée sur la figure 1.15 (b), montre une nette accélération du soliton le long de la propagation. L'onde dispersive quant à elle, s'étale de manière significative dès son apparition, visible aussi sur le spectrogramme de la figure 1.15 (d). Le spectre en sortie de fibre est représenté sur la figure 1.15 (c), on y voit le soliton recouvrir le second ZDW et l'onde dispersive est localisée à de plus

1.2. Propagation des impulsions dans les fibres optiques uniformes

hautes longueurs d'onde en régime de dispersion normale.

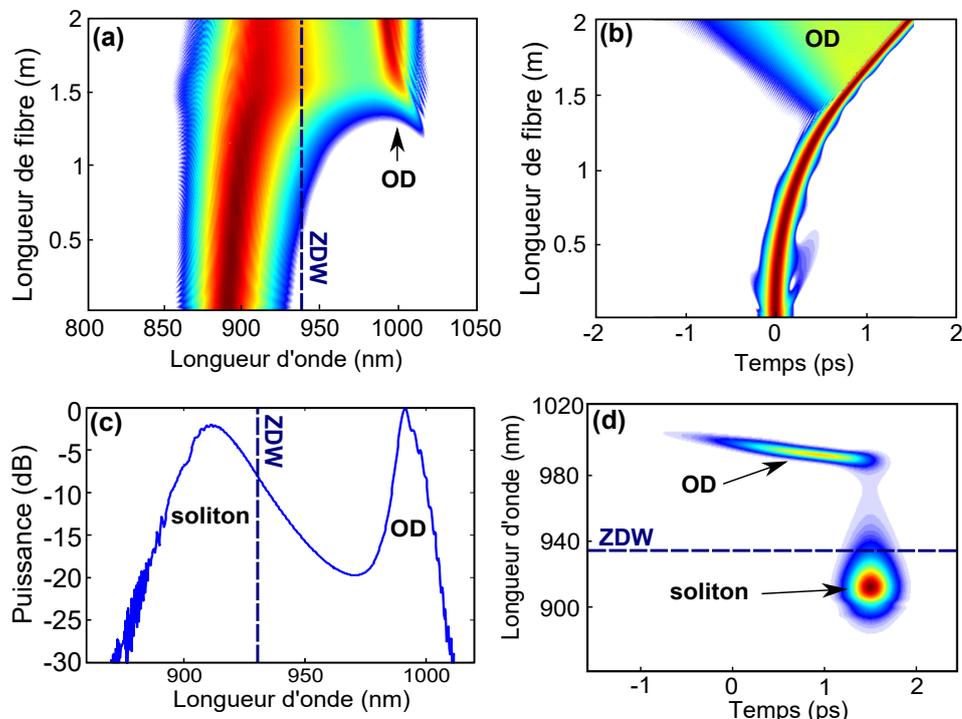


FIGURE 1.15 – Propagation d'un soliton fondamental centré à 890 nm de largeur $T_0 = 70$ fs, dans une fibre de 2 m où $\beta_2 = -4 \times 10^{-26}$ s²/m, $\beta_3 = -4 \times 10^{-40}$ s³/m et $\gamma = 70$ W⁻¹km⁻¹ à partir de l'équation 1.20. (a) Évolution spectrale et (b) temporelle en fonction de la propagation. (c) Spectre en sortie de fibre. (d) Spectrogramme en sortie de fibre. OD : Onde dispersive.

1.2.5 Équation de Schrödinger non-linéaire généralisée

L'équation 1.20 ne prend en compte que la dispersion de la vitesse de groupe et l'effet Raman. Afin de rendre compte de l'ensemble des effets linéaires et non-linéaires que peut subir une impulsion lors de sa propagation, il est nécessaire d'ajouter les ordres supérieurs de la dispersion et l'auto-raïdissement⁵ de l'impulsion désigné par le terme $i\tau_{choc} \frac{\partial}{\partial T}$. Ce terme de choc représente le premier ordre de la dispersion non-linéaire. Il faut cependant signaler que cet effet est moins important que les effets Raman et de dispersion chromatique. L'équation obtenue s'appelle

5. appelé *self-steepening* en anglais

équation de Schrödinger non-linéaire généralisée (ESNLG) :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -i \sum_{n \geq 2} \frac{i^n}{n!} \beta_n \frac{\partial^n A}{\partial t^n} + i\gamma \left(1 + i\tau_{choc} \frac{\partial}{\partial t} \right) A \left[(1 - f_R)|A|^2 + f_R \int_{-\infty}^{+\infty} h_R(t') |A(t-t')|^2 dt' \right] \quad (1.23)$$

La figure 1.16 représente la propagation d'une impulsion de forme gaussienne centrée sur 900 nm, de 230 W de puissance crête et de 130 fs de durée à mi-hauteur dans une fibre de 2 m, avec les paramètres suivants : $\beta_2 = -2 \times 10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$, $\beta_3 = 1 \times 10^{-41} \text{ s}^3/\text{m}$ et $\gamma = 60 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$. Dès le début de la propagation, les effets non-linéaires dominant et l'impulsion subit un élargissement spectral par APM (lié à une compression temporelle). Un soliton fondamental est alors éjecté, issu de la fission de l'impulsion de pompe [10]. Il va ensuite subir l'effet Raman pour se décaler vers les hautes longueurs d'onde.

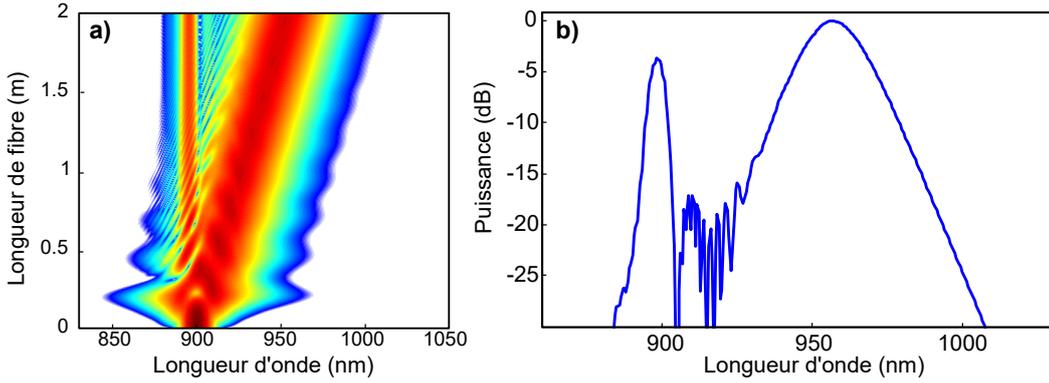


FIGURE 1.16 – Propagation d'une impulsion de forme gaussienne centrée à 900 nm de 230 W de puissance crête et 130 fs de durée à mi-hauteur d'après l'ESNLG. Paramètres : $\beta_2 = -2 \times 10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$, $\beta_3 = 1 \times 10^{-41} \text{ s}^3/\text{m}$, $\gamma = 60 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, $z = 2 \text{ m}$. (a) Évolution spectrale (b) Spectre en sortie de fibre.

D'un point de vue expérimental, la majorité des oscillateurs femtoseconde ne génèrent pas d'impulsions de forme sécante hyperbolique, mais de forme gaussienne. Ainsi, après quelques centimètres de propagation, la fission de l'impulsion permet d'obtenir un (ou plusieurs) soliton(s) fondamental(aux).

⇒ **Fission de solitons d'ordre supérieur :**

Contrairement aux solitons fondamentaux, les solitons d'ordre supérieur sont instables et la moindre perturbation conduit à leur fission, soit une brisure en plusieurs

1.2. Propagation des impulsions dans les fibres optiques uniformes

solitons fondamentaux de puissance crête et de durée différentes [10]. La durée et la puissance crête du i -ème soliton issu de la fission sont données par les relations [32] :

$$T_i = \frac{T_0}{2N + 1 - 2i} \quad (1.24)$$

$$P_i = \frac{(2N + 1 - 2i)^2}{N^2} P_0 \quad (1.25)$$

D'après ces relations, les $N - 1$ premiers solitons éjectés sont plus puissants et plus courts temporellement que l'impulsion initiale [7]. La figure 1.17 (a) représente l'évolution spectrale d'une impulsion de forme gaussienne d'une durée de 140 fs à mi-hauteur se fissionnant en trois solitons fondamentaux. Cette fission apparaît dès le début de la propagation. On remarque que le premier soliton éjecté est effectivement plus fortement soumis aux effets d'auto-décalage Raman sur les figures 1.17 (a) et (b) en raison d'une puissance crête plus élevée et d'une durée plus courte.

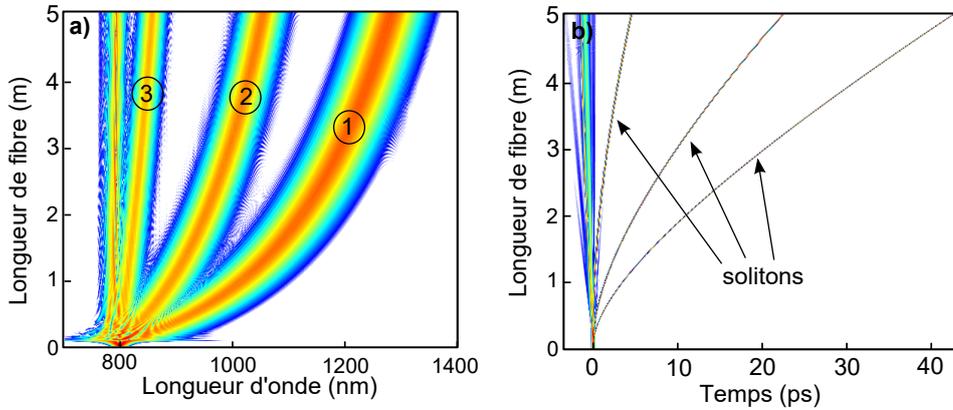


FIGURE 1.17 – Propagation d'une impulsion de forme gaussienne centrée à 800 nm de 600 W de puissance crête et 140 fs de durée à mi-hauteur. Paramètres : $\beta_2 = -1 \times 10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$, $\beta_3 = 8 \times 10^{-42} \text{ s}^3/\text{m}$, $\gamma = 80 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, $z = 5 \text{ m}$, d'après l'équation 1.23. (a) Évolution spectrale (b) Évolution temporelle.

Si l'impulsion de pompe est proche du ZDW, la GVD est faible et par conséquent N est grand. Le spectre total est alors très large car l'impulsion génère un grand nombre de solitons accompagnés de leur onde dispersive, formant ainsi un *supercontinuum* [39].

Cette seconde partie de chapitre portait sur les propriétés fondamentales de la propagation d'impulsions lumineuses intenses dans les fibres optiques. Nous pourrions donc effectuer des simulations pour prédire le comportement de ces impulsions dans les FOMs et concevoir les expériences. La prochaine section est consacrée à la fabrication des FOMs.

1.3 Fabrication des fibres optiques microstructurées

Durant ma thèse, j'ai activement participé au processus de fibrage pour les besoins de mes propres expériences, notamment en ce qui concerne :

- La fabrication de préformes de FOMs par méthode d'étirage-empilage,
- Le tirage de fibres uniformes,
- Le tirage de fibres *topographiques*⁶,
- La fabrication de fibres à double gaine (voir l'annexe B).

Dans cette section, nous allons décrire les étapes de fabrication des FOMs, les paramètres à optimiser afin d'obtenir la fibre finale adéquate ainsi que les principaux problèmes qui peuvent subvenir tout au long du processus.

1.3.1 De l'empilement à la fibre optique microstructurée

La méthode d'*empilage-étirage* [18] est la plus répandue. Elle permet de former les préformes qui sont créées à partir d'un ensemble de capillaires. Les capillaires sont empilés de façon à former la structure de la fibre désirée à l'échelle macroscopique (typiquement de quelques centimètres de diamètre). La préforme est ensuite chauffée puis étirée dans un four, selon le schéma de la figure 1.18.

Un système de pressurisation est placé en tête de la préforme où la pression est envoyée dans les trous d'air de celle-ci. La descente de la préforme se fait à une vitesse constante v_{feed} (de l'ordre de quelques millimètres/min) dans un four chauffé aux alentours de 2100 °C. Notons que la température du four est importante lors de la réalisation de ces fibres. En effet, l'air et la silice ne se dilatent pas de la même manière. Fibrer à une température trop basse peut amener à une casse, tandis que fibrer à une température trop haute risque de boucher les trous d'air à pression constante. C'est pourquoi, durant le fibrage, ces paramètres (la température du four, la vitesse de descente de la préforme dans le four et la pression dans les trous d'air) sont contrôlés précisément et simultanément. Les paramètres (température

6. Les fibres *topographiques* (ou fibres effilées) sont des fibres dont le diamètre varie longitudinalement de façon contrôlée au cours du tirage.

1.3. Fabrication des fibres optiques microstructurées

et pression) sont liés par la tension exercée sur la fibre. Au cours du fibrage, cette tension est mesurée directement au niveau du cabestan.

En bas de la tour de fibrage, la fibre est ensuite entourée d'un monomère liquide qui est polymérisé grâce à un rayonnement UV. Le polymère permet notamment de faire fuir les modes de gaines grâce à son indice élevé, mais aussi de protéger la fibre et de pouvoir la manipuler aisément.

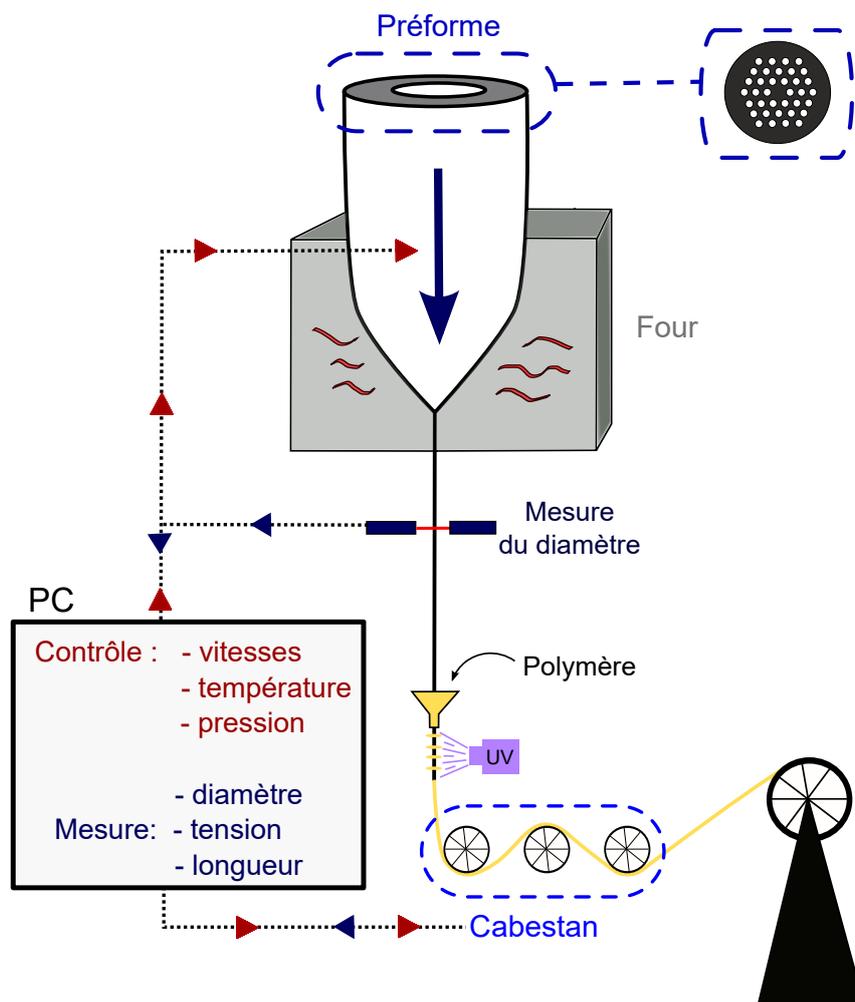


FIGURE 1.18 – Schéma simplifié de la tour de fibrage

1.3.2 Contrôle du diamètre de la fibre uniforme

Le cabestan tire la fibre grâce à un ensemble de poulies, à une vitesse v_{draw} (de l'ordre de quelques dizaines de mètres/min). L'une de ces poulies permet de

Chapitre 1. Propriétés générales des fibres optiques microstructurées

mesurer la tension exercée sur la fibre au cours du fibrage. La vitesse du cabestan est directement contrôlée par un ordinateur au moyen d'un système de pilotage LabVIEW®. Les données du fibrage (diamètre de la fibre avec et sans polymère, tension, longueur...) sont relevées avec un pas d'échantillonnage typique d'une centaine de ms.

Le diamètre de la fibre (OD_{fib}) est fixé par l'équation 1.26. En effet, le volume de verre reste constant lors du fibrage, le rapport surfacique entre la préforme et la fibre est alors égal au rapport de leurs vitesses respectives :

$$OD_{fib} = \sqrt{\frac{v_{feed} \times OD_{pref}^2}{v_{draw}}} \quad (1.26)$$

Ainsi, on peut aisément faire varier le diamètre de la fibre optique en ajustant les vitesses de descente de la préforme et du cabestan, à pression et température constantes.

1.3.3 Fabrication des fibres effilées

Contrairement aux fibres uniformes, les fibres effilées ont un diamètre qui varie avec la longueur. La régularisation de la vitesse du cabestan permet d'ajuster le diamètre de la fibre. L'échelle longitudinale minimale des variations de diamètre que l'on peut atteindre est de l'ordre d'une dizaine de centimètres (typiquement avec les vitesses utilisées). Cette limite est due à l'inertie entraînée par la viscosité du verre au niveau de la zone chaude de la préforme dans le four.

⇒ Différents types de profils

À l'aide du système de contrôle spécifique, nous avons vu qu'il est possible de contrôler le diamètre de la fibre en faisant varier la vitesse du cabestan. Sur la figure 1.19 sont montrés différents types de profils réalisables avec la tour de fibrage. Il est ainsi possible de fabriquer des fibres effilées de forme parabolique [courbes bleues et rouges sur la figure 1.19 (a)], linéaire [courbe verte sur la figure 1.19 (a)] ou encore de forme sinusoïdale [sur la figure 1.19 (b)]. De façon générale, il est possible de fabriquer des profils quasi-arbitraires.

La fabrication de ce type de fibres optiques dont le diamètre varie longitudinalement entraîne des conséquences sur les propriétés de la fibre. En effet, le rapport d/Λ étant constant, la variation du diamètre modifie le pitch de la fibre. Cette modification permet une variation de la dispersion et de la non-linéarité au cours de

1.3. Fabrication des fibres optiques microstructurées

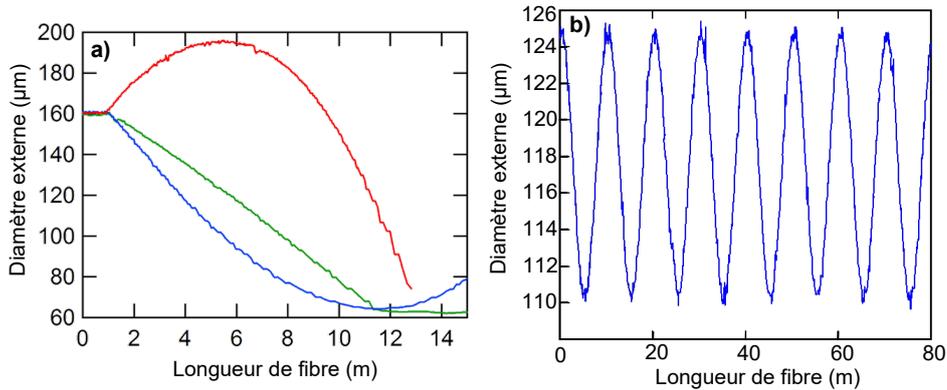


FIGURE 1.19 – Exemples de profils de fibres en fonction de la longueur. (a) Profils paraboliques (rouge et bleu) et linéaire (vert), (b) Profil sinusoïdal.

la propagation d'une impulsion dans la fibre. La section suivante étudie l'évolution longitudinale de ces propriétés dans des fibres topographiques typiques.

1.3.4 Évolution des paramètres de dispersion et de non-linéarité dans les fibres topographiques

Afin d'illustrer les évolutions longitudinales des propriétés de dispersion et de non-linéarité, un exemple de fibre effilée est représenté sur la figure 1.20. La figure 1.20 (c) montre le profil de la fibre. Le pitch de la fibre diminue de 4 à 1,4 μm sur 8 mètres pour un rapport d/Λ de 0,7. Les valeurs de la courbe de dispersion et de la non-linéarité en fonction de la longueur d'onde sont données par la formule empirique de K. Saijoh et M. Koshiba [34]. Les courbes de dispersion en entrée et en sortie de la fibre sont représentées sur la figure 1.20 (a) en bleu et rouge, respectivement. La modification du pitch entraîne le décalage du premier ZDW de 400 nm vers le bleu et l'apparition d'un second ZDW vers 1600 nm. L'évolution du coefficient non-linéaire est montrée sur la figure 1.20 (b) avec les mêmes codes de couleur. On voit qu'à la longueur d'onde de 800 nm, la valeur du coefficient est 10 fois plus élevée en sortie qu'en entrée de la fibre.

La dépendance longitudinale de l'aire effective (axe de gauche), associée au coefficient non-linéaire (axe de droite), est représentée sur la figure 1.20 (d). On peut constater qu'un changement de profil linéaire aboutit à une évolution parabolique de l'aire effective en fonction de la longueur de fibre. L'évolution de la dispersion chromatique en fonction de la longueur de fibre à la longueur d'onde de 900 nm est montrée sur la figure 1.20 (e). On remarque que la longueur d'onde de pompe est

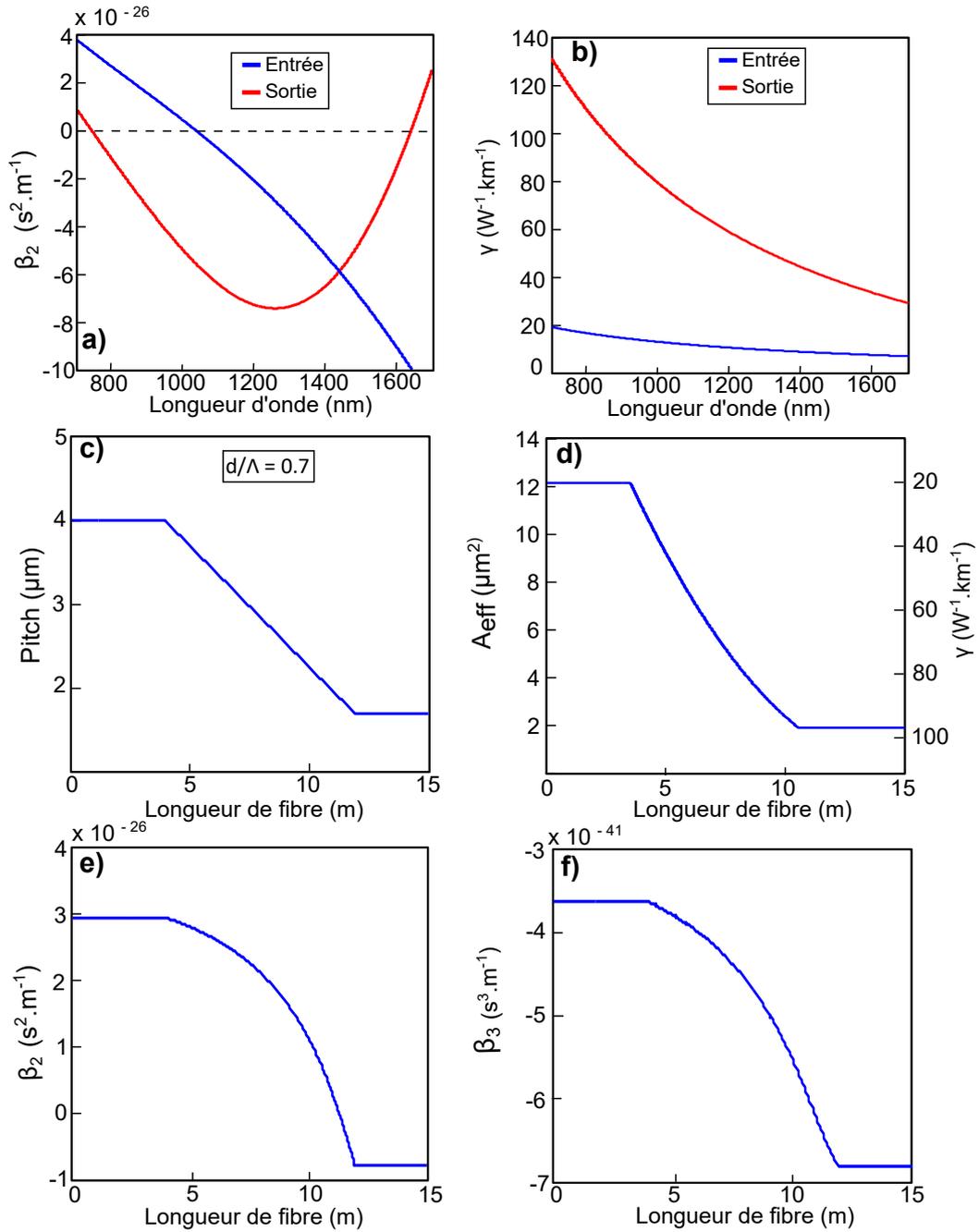


FIGURE 1.20 – Exemple d'évolution des paramètres dans une fibre topographique typique. (a) Courbe de dispersion et (b) Coefficient non-linéaire en fonction de la longueur d'onde en entrée de fibre (courbe bleue) et en sortie de fibre (courbe rouge). (c) Pitch, (d) Aire effective et coefficient non-linéaire correspondant, (e) Dispersion chromatique et (f) Pente de la dispersion chromatique en fonction de la longueur de fibre à la longueur d'onde de 900 nm. Ces valeurs sont obtenues par la méthode empirique de K. Saitoh et M. Koshiba [34].

1.4. Conclusion

passée de la zone de dispersion anormale en entrée de fibre à la zone de dispersion normale en sortie de fibre. Quant à la dépendance de la pente de la dispersion avec la propagation, tracée sur la figure 1.20 (f), montre peu de variations (elle ne change pas de signe, sauf dans des cas très spécifiques).

Ces différentes évolutions dans les fibres topographiques permettent d'envisager de nouvelles dynamiques bien plus riches sur la propagation non-linéaire des impulsions comparé aux FOMs uniformes. C'est dans ce contexte que s'inscrivent mes travaux de thèse, présentés dans les chapitres suivants.

1.4 Conclusion

Nous avons introduit dans ce chapitre les fibres optiques microstructurées uniformes et topographiques. Nous avons présenté les principaux effets gouvernant la propagation d'impulsions lumineuses courtes. L'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée permet de prédire l'évolution des impulsions courtes en prenant en compte la dispersion chromatique, la non-linéarité et l'effet Raman. La génération des solitons et des ondes dispersives ainsi que leurs évolutions dans les fibres optiques uniformes ont été décrites. Les solitons et les ondes dispersives vont constituer le cœur de ce manuscrit.

Le chapitre suivant se consacre à l'étude de la génération des ondes dispersives et à leurs dynamiques dans les fibres optiques topographiques.

Dynamique de génération d'ondes dispersives dans les fibres topographiques

Sommaire

2.1	Contexte et état de l'art	37
2.2	Génération de plusieurs ondes dispersives à partir d'un soliton unique	38
2.2.1	Introduction	38
2.2.2	Propriétés de la fibre microstructurée effilée	39
2.2.3	Conception de l'expérience à l'aide de simulations numériques	39
2.2.4	Résultats expérimentaux	41
2.2.5	Discussion	43
2.2.6	Conclusion partielle	44
2.3	Cascade d'ondes dispersives	45
2.3.1	Caractéristiques de la fibre effilée	45
2.3.2	Analyse dans le domaine spectral	47
2.3.3	Analyse dans le domaine temporel	49
2.3.4	Analyse spectro-temporelle	50
2.4	Émission d'ondes dispersives multiples au voisinage du se- cond ZDW	54
2.4.1	Analyse dans le domaine spectral	54
2.4.2	Analyse dans le domaine temporel	55
2.5	Observation d'ondes dispersives polychromatiques	56
2.6	Conclusion	58

2.1 Contexte et état de l'art

Dans le chapitre précédent, le phénomène d'émission d'onde dispersive due à la présence du terme de dispersion d'ordre 3 a été mis en évidence : lorsque le soliton se rapproche du ZDW, une onde Cherenkov est émise en zone de dispersion normale et le soliton s'éloigne spectralement du ZDW. La propagation de cette onde dispersive dans les fibres optiques uniformes se traduit, comme son nom l'indique, par un étalement temporel significatif (voir la figure 1.15).

Identifiées pour la première fois en 1986 par des simulations numériques [8], les ondes dispersives dans les fibres optiques ont été étudiées plus en détails dans les années 1990 [40, 41, 38]. Dans les références [40, 41], le soliton fondamental est perturbé par le troisième ordre de dispersion. Dans le contexte de génération de supercontinuum, l'impulsion de pompe est proche du ZDW générant des solitons en zone de dispersion anormale accompagnés de leur onde dispersive en zone de dispersion normale. Les ondes dispersives sont à l'origine de la partie bleue du spectre supercontinuum [42]. De nos jours, les ondes dispersives sont intéressantes dans les applications telles que les sources accordables, la conversion de longueur d'onde, la métrologie et la tomographie de cohérence optique [43, 44, 45].

Un contrôle longitudinal des paramètres de la dispersion le long de la fibre permet d'adapter la dynamique du soliton et la génération d'ondes dispersives d'après la relation 1.21. C. Milián *et al.* ont étudié numériquement la propagation d'un soliton dans une fibre optique effilée en continue [46]. La fibre a été conçue de telle sorte que le ZDW suive le décalage Raman du soliton. Ainsi, le spectre du soliton recouvre la zone normale de dispersion tout au long de son parcours. Cela conduit à l'émission continue d'une onde dispersive sur plusieurs dizaines de nm qui peut être considérée comme étant une onde dispersive polychromatique. Dans la même idée, F. R. Arteaga-Sierra *et al.* ont poursuivi cette étude dans le cas d'une fibre optique avec un ZDW qui augmente séquentiellement avec la longueur de fibre [47]. Ils ont montré que de multiples ondes dispersives peuvent être générées si le soliton heurte plusieurs fois le ZDW pendant le décalage Raman du soliton. Cependant, d'un point de vue expérimental, aucun travail n'a été réalisé. Ainsi, l'étude se consacre à la démonstration expérimentale de l'émission de plusieurs ondes dispersives dans une fibre effilée et à l'explication de la dynamique liée à ce processus.

2.2 Génération de plusieurs ondes dispersives à partir d'un soliton unique

2.2.1 Introduction

Dans cette première partie, nous nous intéressons au cas où un soliton fondamental subissant l'effet Raman se déstabilise en rencontrant plusieurs fois le premier ZDW (β_3 positif). Les variations longitudinales de la dispersion de la fibre vont permettre de décaler le ZDW à notre guise, conformément au schéma de la figure 2.1. Ainsi, bien que le soliton se décale vers les plus hautes longueurs d'onde par effet Raman, le profil de fibre est conçu de telle sorte qu'à chaque fois que la valeur du ZDW atteint un maximum local, le soliton va pouvoir s'en approcher fortement. Notons que la périodicité des oscillations n'est pas importante dans cette étude, contrairement à d'autres travaux effectués au sein du laboratoire PhLAM. Par exemple, dans la référence [27], la périodicité de la fibre engendre l'apparition de nouvelles composantes spectrales. Dans cette étude, ces composantes spectrales n'apparaissent pas, l'important est d'avoir plusieurs maxima locaux du ZDW afin que le soliton puisse recouvrir la zone de dispersion normale à chaque croisement.

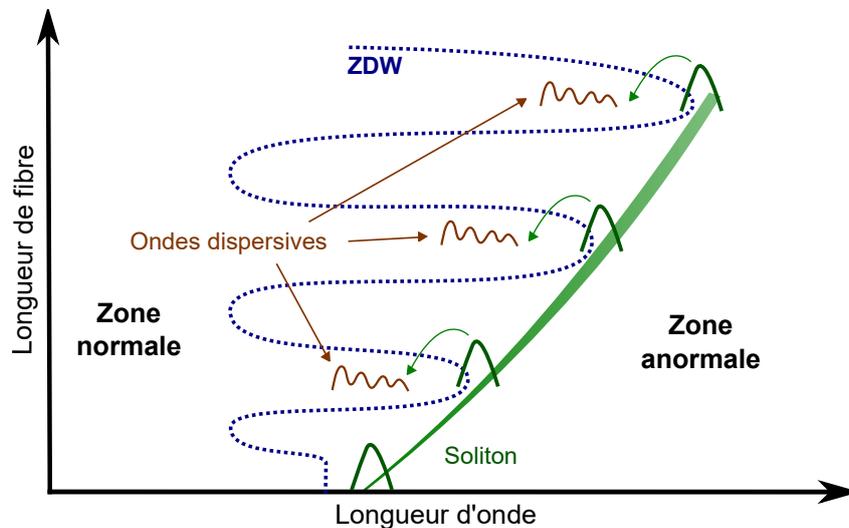


FIGURE 2.1 – Schéma explicatif représentant le mécanisme conduisant à l'émission de plusieurs ondes dispersives par un soliton subissant l'effet Raman dans une fibre effilée. La courbe en trait pointillé bleu représente le premier ZDW.

Le but de cette étude est de comprendre, puis de vérifier expérimentalement le concept décrit sur la figure 2.1. Cette section va permettre de savoir ce qu'il se passe lorsque le soliton est déstabilisé une seconde, puis une troisième fois au cours de sa propagation.

2.2. Génération de plusieurs ondes dispersives à partir d'un soliton unique

2.2.2 Propriétés de la fibre microstructurée effilée

La fibre a été conçue à partir de simulations numériques qui seront décrites dans la prochaine section pour satisfaire le schéma montré sur la figure 2.1. Le ZDW de la FOM effilée est oscillant en fonction de la longueur. L'augmentation du ZDW maximal permet au soliton de le heurter bien que ce dernier se décale spectralement par effet Raman au cours de sa propagation.

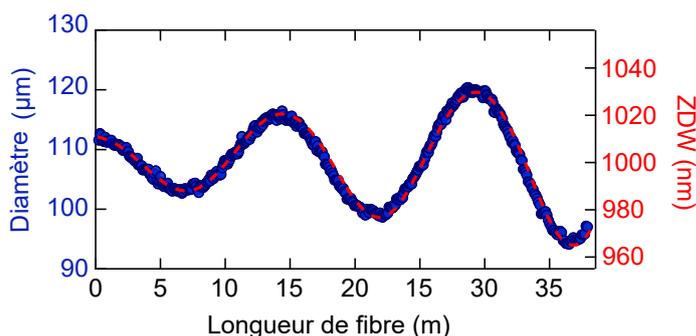


FIGURE 2.2 – Évolution du diamètre expérimental (cercles bleus) en fonction de la longueur de fibre et du premier ZDW simulé (trait pointillé rouge).

La figure 2.2 montre l'évolution du diamètre externe de la fibre enregistré durant le fibrage. La période est de 15 m et l'amplitude augmente de façon linéaire avec un taux de 10 %. La courbe, en trait pointillé rouge, correspond au premier ZDW de la FOM se situant sur l'un des deux axes neutres de la FOM. La FOM possède en effet deux gros trous d'air de part et d'autre du cœur permettant d'assurer un comportement de maintien de polarisation, afin d'éviter tout mélange non-linéaire vectoriel. On constate que le ZDW suit parfaitement l'évolution du diamètre de la fibre. À l'entrée de la fibre, le ZDW se situe à 1011 nm et augmente jusque 1021 nm et 1030 nm à 14 m et 29 m, respectivement. Ce seront précisément à ces longueurs de fibre que le soliton va rencontrer le ZDW.

2.2.3 Conception de l'expérience à l'aide de simulations numériques

Des simulations numériques de l'ESNLG ont été effectuées dans le but d'obtenir la dynamique montrée sur le schéma de la figure 2.1. Les termes β_n sont négligeables pour $n \geq 4$. Avec les paramètres de la fibre effilée indiqués ci-dessus et les caractéristiques des impulsions de pompe, la trajectoire d'un soliton fondamental issu de la fission de la pompe et subissant le décalage Raman peut être évaluée. Les impulsions de pompe sont centrées à 1030 nm avec une durée à mi-hauteur de 410 fs, une puissance crête de 46 W et un paramètre de chirp égal à +3.7. Ces

Chapitre 2. Dynamique de génération d'ondes dispersives dans les fibres topographiques

impulsions ont été caractérisées avec un système FROG¹. Grâce à ces paramètres, le soliton fondamental peut atteindre le ZDW aux valeurs de 1021 et 1030 nm à 14 et 29 m, respectivement. La dynamique prédéfinie sur le schéma 2.1 peut donc être reproduite numériquement.

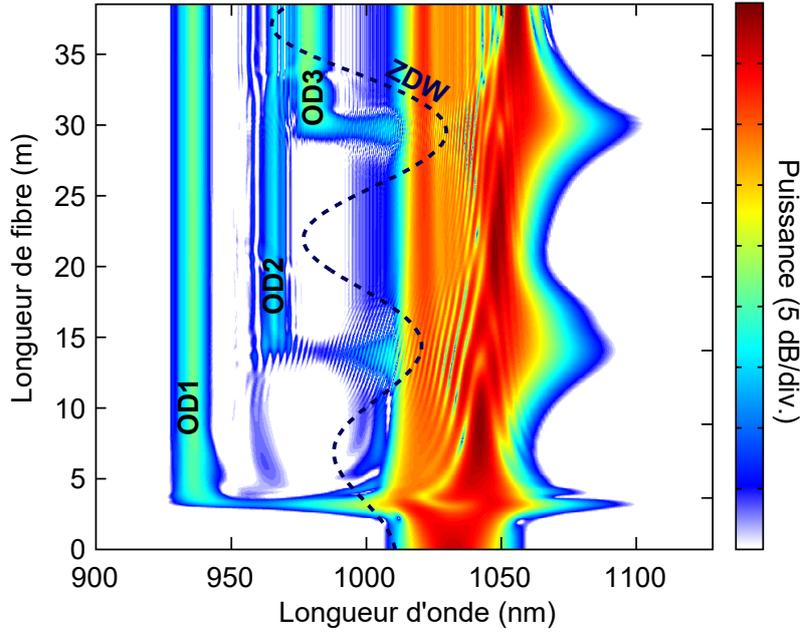


FIGURE 2.3 – Simulation de l'évolution spectrale en fonction de la longueur de fibre. La courbe en trait pointillé représente l'évolution du ZDW.

La figure 2.3 montre l'évolution spectrale de l'impulsion de pompe en fonction de la longueur de fibre simulée à partir de l'ESNLG. L'impulsion de pompe se fissionne au bout de 5 m menant à l'éjection d'un soliton fondamental. À cet endroit, une première onde dispersive, nommée OD1, est émise à 923 nm à cause de la proximité entre le soliton et le ZDW. Ensuite, le soliton subit un décalage vers les hautes longueurs d'onde, provenant de la combinaison entre le recul spectral accompagnant l'émission de l'onde dispersive et le SSFS. Autour de 14 m, la valeur du ZDW atteint un maximum local. Le soliton en étant suffisamment proche, une seconde onde dispersive, nommée OD2, est émise. Elle est centrée autour de 961 nm. Les longueurs d'onde de l'OD2 et de l'OD1 sont données par la relation d'accord de phase entre l'onde dispersive et le soliton (définie par la relation 1.21). Elles ne sont pas les mêmes car la longueur d'onde du soliton, et donc les valeurs de $\beta_2(\omega)$ et $\beta_3(\omega)$, sont différentes. Autour de 26 m, le même scénario se reproduit où une troisième onde dispersive, nommée OD3, est générée à 979 nm.

1. **FROG** : Frequency-Resolved Optical Grating

2.2. Génération de plusieurs ondes dispersives à partir d'un soliton unique

Ces simulations numériques ont permis de vérifier qu'au cours de la propagation :

→ Un unique soliton fondamental a été émis.

→ Trois ondes dispersives ont été émises à partir de ce seul soliton.

2.2.4 Résultats expérimentaux

La figure 2.4 montre le dispositif expérimental utilisé. Le laser de pompe est un oscillateur Titane:Saphir (Ti:Sa) émettant un train d'impulsions femtosecondes polarisées linéairement avec un taux de répétition de 80 MHz. Les impulsions sont de forme gaussienne, limitées par la transformée de Fourier, avec une durée à mi-hauteur de 180 fs à 1030 nm. Les lames demi-onde et le polariseur permettent de simultanément contrôler l'orientation de l'état de polarisation et la puissance injectée en entrée de la fibre. Les impulsions sont ensuite injectées dans un coupleur 90/10 à maintien de polarisation dont le port de sortie de 90 % est soudé à la fibre effilée en étant aligné sur un de ses axes neutres. Le port de sortie de 10 % est relié à un mesureur de puissance. Il sera utile dans nos futures expériences afin de s'assurer que la puissance injectée dans la fibre effilée reste constante lors des découpes successives. Le coupleur, d'une longueur de 70 cm, modifie les caractéristiques des impulsions. Elles ont été caractérisées à l'aide d'un système FROG en sortie du coupleur. La durée des impulsions centrées autour de 1030 nm est alors de 410 fs avec un paramètre de chirp égal à +3,7.

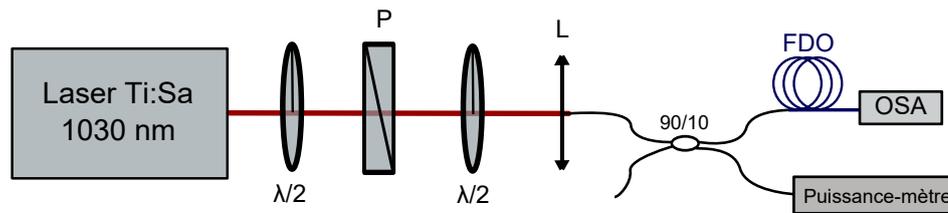


FIGURE 2.4 – Dispositif expérimental. $\lambda/2$: lame demi-onde, P : polariseur, L : lentille, OSA : analyseur de spectre optique, FDO est la fibre optique microstructurée effilée.

⇒ Méthode de découpes successives :

Afin de visualiser l'évolution du spectre en fonction de la longueur de fibre, nous utilisons une méthode de découpes successives (ou "cutback" en anglais). En sortie de fibre, le spectre est mesuré avec un analyseur de spectre optique ainsi que la puissance. La fibre est ensuite découpée et les mesures sont effectuées après

Chapitre 2. Dynamique de génération d'ondes dispersives dans les fibres topographiques

chaque découpe. La puissance d'entrée est ajustée pour correspondre à celle des simulations numériques. Elle se mesure en sortie de l'un des ports du coupleur. La méthode de découpes successives permet de tracer l'évolution du spectre de sortie en fonction de la longueur de fibre.

La figure 2.5 (a) montre le résultat expérimental obtenu en découpant la fibre tous les mètres. La dynamique spectrale observée reproduit bien les simulations numériques concernant le soliton et les trois ondes dispersives générées successivement. Pour chaque onde dispersive générée, les spectres expérimentaux sont tracés sur les figures 2.5 (b), (c) et (d). Le spectre à une longueur de fibre de 6 m est représenté sur la figure 2.5 (d). Il est alors uniquement composé du soliton et de la première onde dispersive émise. Puis, sur la figure 2.5 (c), les flèches distinguent les deux ondes dispersives pour une longueur de fibre de 16 m. Enfin, les trois ondes dispersives localisées à trois différentes longueurs d'onde sont représentées sur la figure 2.5 (b), correspondant à une longueur de 31 m.

Les expériences démontrent un phénomène inédit dans lequel un soliton fondamental unique est capable de générer de multiples ondes dispersives.

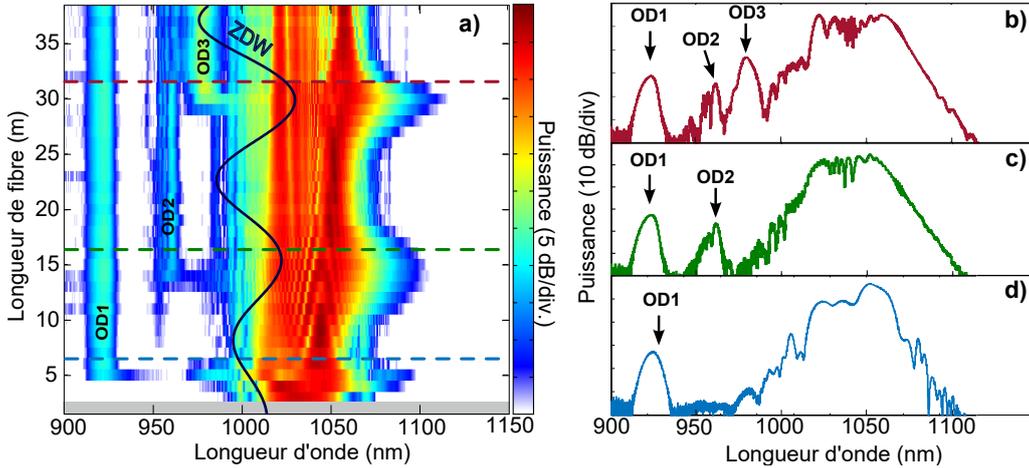


FIGURE 2.5 – (a) Évolution du profil spectral expérimental en fonction de la longueur de fibre. (b,c,d) : Spectres correspondant aux lignes pointillées sur l'évolution spectrale. De bas en haut : à 6, 16 et 31 m. OD1, OD2 et OD3 sont respectivement la première, la seconde et la troisième onde dispersive générée.

2.2. Génération de plusieurs ondes dispersives à partir d'un soliton unique

2.2.5 Discussion

Afin de confirmer le fait que les radiations émises correspondent à des ondes dispersives, nous avons tracé sur la figure 2.6 (a) la courbe d'accord de phase théorique. Elle a été obtenue avec l'équation 1.21 en considérant l'évolution de la fréquence centrale du soliton ω_s et sa puissance crête P_s ainsi que les évolutions longitudinales de $\beta_2(\omega_s)$, $\beta_3(\omega_s)$ et γ obtenues en simulation. Cette courbe évolue avec la longueur sur une largeur de 100 nm environ à cause des modifications des propriétés de la non-linéarité et de la dispersion de la fibre effilée. Les carrés rouges et les cercles verts correspondent aux positions des ondes dispersives observées en simulation et en expérience, respectivement. Les résultats obtenus concordent avec la courbe théorique de l'accord de phase. D'après la figure 2.6 (a), on voit que OD1, OD2 et OD3 sont émises à des longueurs légèrement différentes entre les simulations et les expériences. Cet écart est probablement causé par l'incertitude sur les propriétés de la fibre. De plus, la longueur des découpes successives étant de 1 m, il subsiste aussi une incertitude sur la longueur de fibre à laquelle sont émises ces ondes dispersives.

Afin de comprendre pourquoi ces ondes dispersives sont générées à des longueurs de fibre particulières, la figure 2.6 (b) montre l'évolution du paramètre ε défini par l'équation 1.22. Comme expliqué en section 1.2.4, le soliton n'est plus stable lorsque $\varepsilon > 0.04$, ce qui correspond à l'émission d'une onde dispersive. Les figures 2.6 (a) et (b) montrent que les ondes dispersives sont émises quand le paramètre ε atteint un maximum local (soit autour de 3,5, 14 et 29 m selon les simulations). La longueur d'onde de l'onde dispersive et la localisation de son émission le long de la fibre peuvent ainsi être choisies en contrôlant longitudinalement la

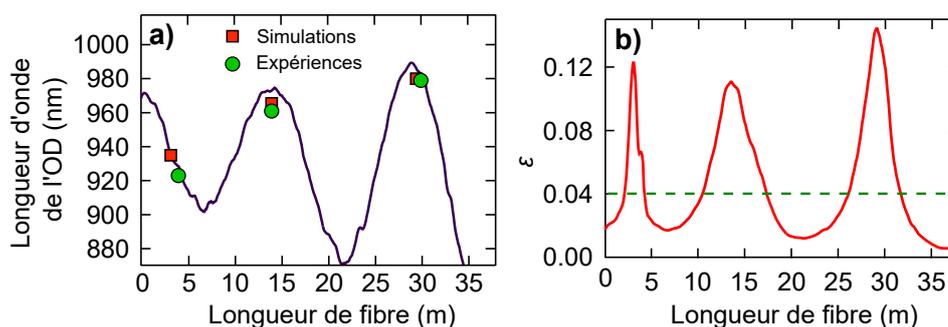


FIGURE 2.6 – (a) Évolution longitudinale de l'accord de phase des ondes dispersives, obtenue de l'équation 1.21 avec l'évolution du soliton en simulation (trait plein). Les marqueurs correspondent aux émissions des ondes dispersives observées en simulation (carrés rouges) et en expérience (cercles verts). (b) Évolution du paramètre ε obtenu par l'équation 1.22 avec la longueur de fibre.

relation d'accord de phase (équation 1.21) et le paramètre ε (équation 1.22).

2.2.6 Conclusion partielle

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons démontré pour la première fois expérimentalement le fait qu'un soliton fondamental se décalant par effet Raman pouvait survivre à plusieurs déstabilisations, se manifestant par l'émission d'ondes dispersives dans une fibre effilée. La localisation de ces ondes dispersives peut être déterminée grâce à une adaptation appropriée du profil longitudinal de la fibre.

2.3 Cascade d'ondes dispersives

Les ondes dispersives peuvent aussi être générées lorsque le spectre du soliton se situe à proximité du deuxième ZDW (β_3 négatif). Cette situation a été décrite dans le cas d'une fibre optique uniforme dans le premier chapitre en section 1.2.4.

Dans les fibres effilées, nous avons vu précédemment qu'un soliton unique peut générer trois ondes dispersives lorsqu'il se situe à proximité du premier ZDW. Dans cette partie, nous poursuivons cette idée en nous focalisant autour d'une onde dispersive, de puissance crête élevée, générée cette fois-ci par un soliton se situant à proximité du deuxième ZDW.

2.3.1 Caractéristiques de la fibre effilée

La figure 2.7 montre la dynamique initiale que nous voulons étudier. Le deuxième ZDW oscille grâce à l'emploi d'une FOM effilée. Le soliton subit en premier lieu un décalage Raman et vient heurter le deuxième ZDW où une onde dispersive est générée. Du fait de la nature oscillante de la fibre, cette onde dispersive va se situer en zone de dispersion anormale. Nous montrerons que cela conduit à l'observation d'une dynamique très riche incluant de nombreux effets inédits comme la génération d'une cascade d'ondes dispersives.

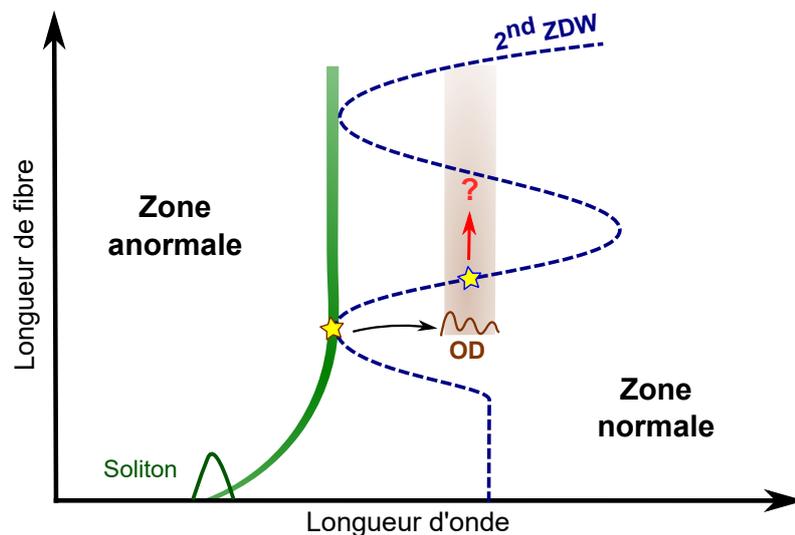


FIGURE 2.7 – Schéma explicatif de l'émission d'une onde dispersive (OD) par un soliton à proximité du deuxième ZDW. Les étoiles montrent les endroits où le spectre d'une impulsion heurte le second ZDW.

Chapitre 2. Dynamique de génération d'ondes dispersives dans les fibres topographiques

⇒ Fabrication de la fibre optique à dispersion oscillante :

La figure 2.8 (a) montre l'évolution du diamètre (axe de gauche) en fonction de la longueur de fibre obtenue durant le fibrage. La section uniforme initiale de 7 m est conçue de telle sorte que la zone de dispersion soit anormale sur une gamme spectrale de 1000-1450 nm. Le second ZDW est situé à 1450 nm (axe de droite, en vert). Cette valeur est obtenue avec un pitch de $1,17 \mu\text{m}$ et un rapport d/Λ de 0,64. La fibre comporte deux gros trous d'air ($d/\Lambda = 0,87$) de part et d'autre du cœur permettant d'assurer un comportement de maintien de polarisation.

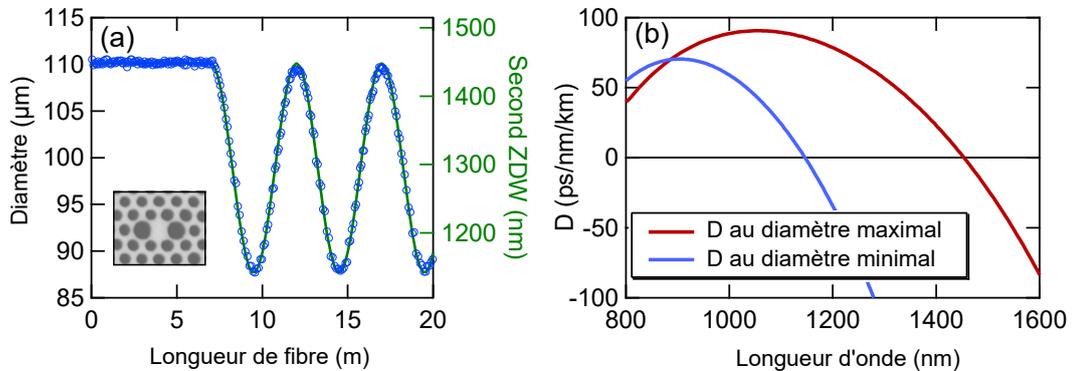


FIGURE 2.8 – (a) Évolution du diamètre (cercles bleus) en fonction de la longueur de la fibre et la valeur du deuxième ZDW correspondant (en trait plein vert). (b) Évolution du paramètre de dispersion avec la longueur d'onde au diamètre minimal (en bleu) et maximal (en rouge).

À partir de 7 m, le diamètre varie de façon sinusoidale (se référer à la section 1.3 pour la fabrication de cette fibre). Le pitch varie lui aussi sinusoidalement, tandis que le rapport d/Λ reste constant. L'amplitude des oscillations a été conçue de telle sorte que la valeur du ZDW diminue de 1450 nm (pour le plus grand diamètre) jusqu'à 1140 nm (pour le plus petit diamètre), comme on peut le constater sur la figure 2.8 (a) (courbe verte, axe de droite). La période des oscillations est fixée à 5 m. Les courbes de dispersion sont calculées avec la méthode par éléments finis car, comme nous l'avons expliqué en section 1.1.6, la méthode de K. Saitoh et M. Koshiba n'est plus valide lorsque le pitch est faible (égal à $1,17 \mu\text{m}$ dans cette étude). Ces courbes sont représentées sur la figure 2.8 (b) pour le diamètre maximal en rouge et le diamètre minimal en bleu.

2.3. Cascade d'ondes dispersives

⇒ Dispositif expérimental :

Le dispositif expérimental utilisé dans cette étude est identique à celui montré au début de ce chapitre (sur la figure 2.4), mis à part le fait que le laser utilisé soit un laser Ytterbium générant des impulsions centrées à 1027,5 nm avec un taux de répétition de 54 MHz. Les impulsions ont été caractérisées à l'aide d'un système FROG en sortie du coupleur. Elles sont de forme gaussienne avec une durée à mi-hauteur de 340 fs et un paramètre de chirp de +1,5.

2.3.2 Analyse dans le domaine spectral

Tout d'abord nous allons étudier l'évolution du spectre au cours de la propagation. En utilisant la méthode par découpes successives, les spectres sont enregistrés en sortie de fibre tous les 50 cm. La figure 2.9 (c) montre le résultat de l'expérience obtenu pour une pompe de 75 W de puissance crête dans la fibre d'une longueur de 20 m dont les propriétés sont détaillées sur la figure 2.8. La fibre est constituée d'une partie uniforme de 7 m suivie d'une partie de 5 m comprenant un diamètre qui diminue puis qui réaugmente [voir sur la figure 2.8 (a)]. La dynamique après 12 m (représentée par la ligne horizontale en trait pointillé noir) sera étudiée plus tard en section 2.4.

La dynamique spectrale représentée sur la figure 2.9 (c) montre qu'un soliton est éjecté de l'impulsion de pompe et subit le SSFS. Après 7 m, le décalage est plus important à cause de la diminution de la dispersion [48], jusqu'à ce qu'il rencontre le ZDW décroissant (en trait plein noir) à environ 9 m. Le SSFS s'annule à 1120 nm et une onde dispersive, nommée OD1, est générée autour de 1230 nm, comme montré dans la référence [49]. Cette onde dispersive, initialement localisée en régime de dispersion normale, traverse le ZDW croissant à 10,4 m. Simultanément, une composante spectrale *a priori* inattendue apparaît à de plus hautes longueurs d'onde autour de 1340 nm. En se basant sur les effets connus dans la littérature, plusieurs hypothèses peuvent expliquer l'origine de cette nouvelle composante spectrale. Elle peut être causée par des interactions non-linéaires (de type FWM²) entre :

- Les solitons décalés par effet Raman et les ondes dispersives [50, 51, 52, 53],
- Les solitons décalés par effet Raman et le résidu de pompe [54].

Or dans notre cas, la nouvelle composante spectrale apparaît 1 m plus loin que la longueur à laquelle l'onde dispersive est générée. On suppose alors qu'un autre mécanisme est à l'origine de son apparition.

2. FWM : Four-Wave Mixing

Chapitre 2. Dynamique de génération d'ondes dispersives dans les fibres topographiques

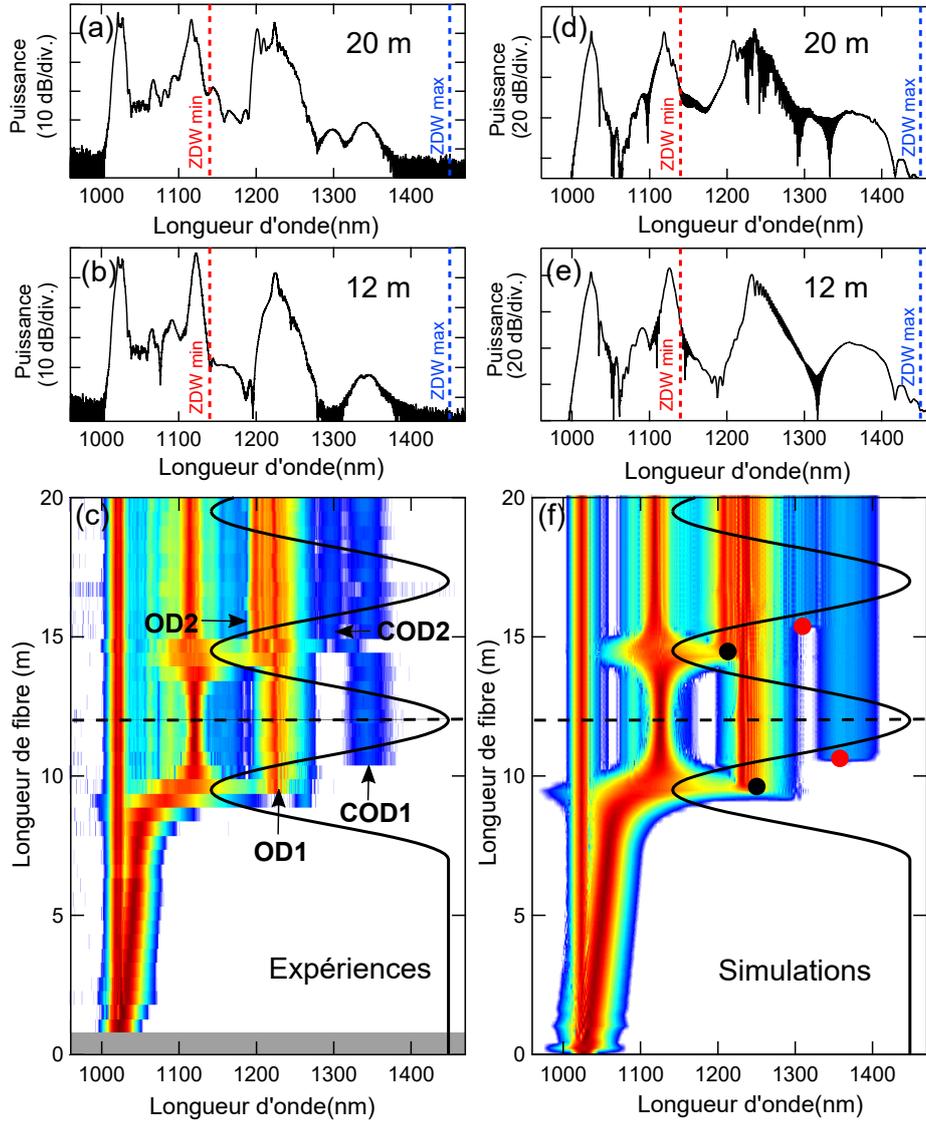


FIGURE 2.9 – Spectre de sortie dans une fibre de 20 m [12 m, respectivement] de la propagation d'une pompe de 75 W de puissance crête (a) [(b)] en expérience et (d) [(e)] en simulation. Les traits pointillés rouge et bleu correspondent aux valeurs du ZDW minimal et maximal, respectivement. c,f : Évolution spectrale en fonction de la longueur de la fibre (c) en expériences et (f) en simulations. La courbe noire représente l'évolution du second ZDW et la courbe en trait pointillé correspond à la longueur de 12 m. Les marqueurs noirs et rouges représentent les longueurs d'onde d'accord de phase des ondes dispersives obtenues avec l'équation 1.21 venant du soliton atteignant le second ZDW et de la première onde dispersive générée traversant le ZDW, respectivement.

2.3. Cascade d'ondes dispersives

Dans le but de comprendre l'origine physique de ce comportement, nous avons effectué des simulations numériques à partir de l'ESNLG. L'impulsion de pompe est la même que celle utilisée dans les expériences (soit une gaussienne de 75 W de puissance crête, de 340 fs de durée à mi-hauteur et un paramètre de chirp de +1,5). Les paramètres de la fibre sont les mêmes que ceux décrits auparavant. La dynamique obtenue de ces simulations numériques est montrée sur la figure 2.9 (f). Elle est en parfait accord avec les expériences avec notamment :

- Le marqueur noir, localisé à 9 m, qui représente la solution de la relation d'accord de phase (d'après l'équation 1.21) pour le soliton situé à 1120 nm,
- L'apparition de la composante spectrale à 1340 nm.

La reproduction de ces phénomènes nous permet donc d'étudier plus en détails l'origine physique de la composante spectrale à 1340 nm avec l'aide des simulations numériques dans le domaine temporel.

2.3.3 Analyse dans le domaine temporel

Dans le but d'avoir plus d'informations concernant le processus qui est à l'origine de cette nouvelle composante spectrale, nous avons étudié le comportement de la première onde dispersive (OD1) dans le domaine temporel. La figure 2.10 montre l'évolution longitudinale dans le domaine temporel calculée à partir de la simulation numérique de la figure 2.9 (f). Comme précédemment, nous focalisons l'analyse sur les 12 premiers mètres de fibre. La figure 2.9 (f) montre que l'OD1 reste très localisée dans le domaine temporel, contrairement aux comportements habituels des ondes dispersives qui s'étalent temporellement dans les fibres uniformes [49]. Ce comportement est confirmé par l'évolution de sa puissance crête en fonction de la longueur de fibre, tracée sur la figure 2.10 (b), et par les profils temporels de l'OD1, montrés sur la colonne de droite de la figure 2.10 à différentes longueurs de fibre. Lorsque l'OD1 entre en zone de dispersion anormale à 10,4 m, sa puissance crête est d'environ 10 W. Elle subit une compression temporelle et sa puissance crête augmente alors, passant de 6 W à 11 m (sur la figure 2.10 ε) à 36 W à 12,1 m (sur la figure 2.10 δ), à cause du changement de signe de la dispersion.

Ces simulations numériques dans le domaine temporel nous montrent un comportement singulier de l'onde dispersive, mais elles ne nous ont toujours pas permis de déterminer l'origine de la composante spectrale se situant à 1340 nm. Nous allons donc utiliser le spectrogramme numérique pour analyser cette composante.

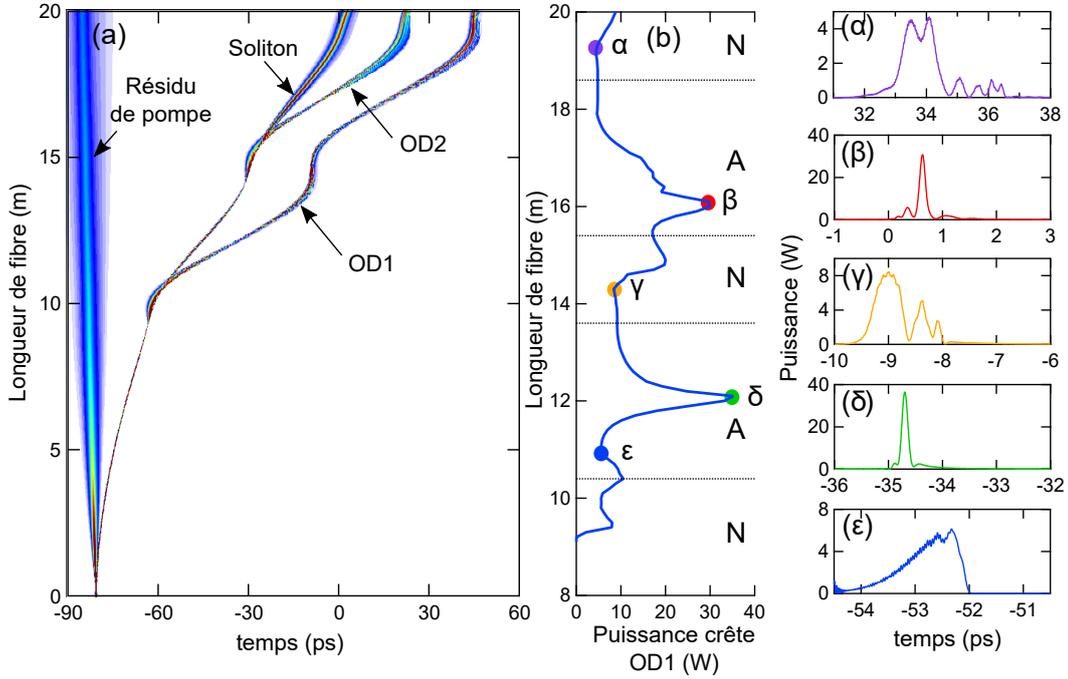


FIGURE 2.10 – (a) Évolution du champ dans le domaine temporel (en échelle linéaire) obtenue en simulation en fonction de la longueur de fibre de mêmes caractéristiques que celle utilisée sur la figure 2.9 (f). (b) Évolution de la puissance crête de l’OD1 en fonction de la longueur de fibre. La ligne horizontale en trait pointillé indique les endroits où l’OD1 rencontre des changements de signe de la dispersion (N : zone de dispersion normale, A : zone de dispersion anormale), $\alpha - \epsilon$ Profils temporels de l’OD1 issus des simulations aux longueurs de fibre de 11, 12,1, 14,3, 16 et 18 m, respectivement.

2.3.4 Analyse spectro-temporelle

Pour analyser la composante spectrale située à 1340 nm, nous focalisons l’étude spectro-temporelle autour de son apparition, soit aux longueurs de 10,4 et 10,6 m, représentées par les lignes horizontales sur la figure 2.11.

Les figures 2.12 (b) et (c) montrent les spectrogrammes correspondant aux simulations de la figure 2.11, aux longueurs de 10,4 et 10,6 m, respectivement, soit quasiment à l’endroit où l’onde dispersive heurte le ZDW. À 10,4 m [sur la figure 2.12 (b)], l’onde dispersive vient d’être générée, elle est localisée en zone de dispersion normale. On peut voir que deux composantes spectrales apparaissent aux côtés de la paire

2.3. Cascade d'ondes dispersives

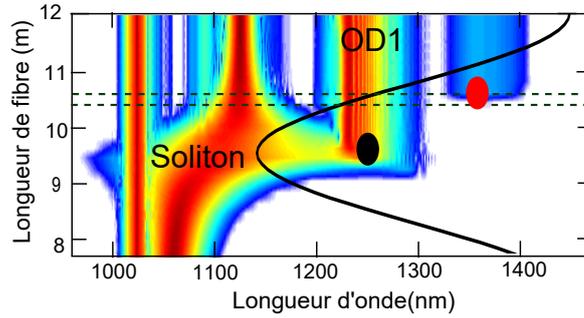


FIGURE 2.11 – Évolution spectrale en fonction de la longueur de la fibre autour de 10 m en simulation [voir la figure 2.9 (f)]. La courbe noire représente l'évolution du second ZDW. Les lignes horizontales se situent aux longueurs de 10,4 et 10,6 m.

de soliton/onde dispersive à environ 1000 et 1300 nm. Ces deux composantes spectrales proviennent du mélange à quatre ondes entre le soliton et l'onde dispersive, démontré par D.V. Skryabin *et al.* [49, 51]. À 10,6 m [sur la figure 2.12 (c)], l'OD1 a traversé le ZDW (tracé en trait pointillé blanc). L'OD1 se trouve alors en zone de dispersion anormale, générant une nouvelle radiation (autour de 1340 nm). On peut voir que cette radiation comme étant une nouvelle onde dispersive venant de l'OD1, localisée à 1230 nm. En effet, le marqueur rouge situé à 10,4 m sur la figure 2.11 re-

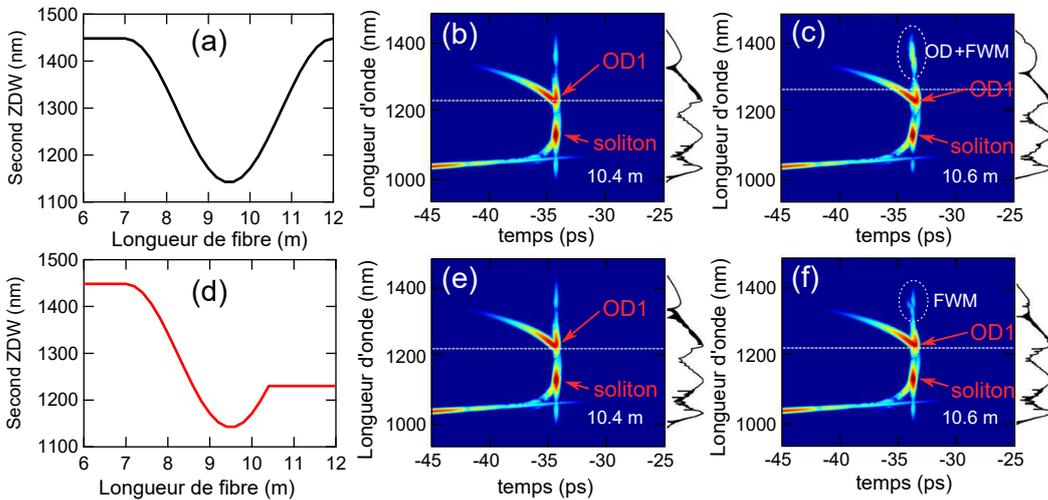


FIGURE 2.12 – (b) et (c) Spectrogrammes pour les longueurs de fibre de 10,4 et 10,6 m, respectivement, et correspondant au profil de la fibre décrite sur la figure (a). Les spectrogrammes (e) et (f) sont tracés avec le profil de la fibre décrite sur la figure (d). La ligne horizontale en trait pointillé blanc correspond à la longueur d'onde du second ZDW.

Chapitre 2. Dynamique de génération d'ondes dispersives dans les fibres topographiques

présente la solution de l'accord de phase (d'après l'équation 1.21) en utilisant l'OD1 comme impulsion solitonique. Ce processus, que nous appelons *cascade de l'onde dispersive*, est possible grâce à la puissance crête élevée de l'OD1 [visible sur la figure 2.10 (b)] lorsqu'elle traverse le ZDW. Ainsi, la composante spectrale observée à 1340 nm provient de deux processus différents :

- Le FWM entre le soliton et l'onde dispersive,
- La cascade de l'onde dispersive.

Dans le but de confirmer que l'origine de la composante spectrale à 1340 nm provient bien du mélange à quatre ondes et de la cascade, nous avons effectué des simulations numériques. Contrairement aux simulations décrites sur la figure 2.12 (a), la fibre est maintenant conçue de telle sorte que la première onde dispersive générée ne traverse pas le ZDW. Le profil de cette fibre est représenté sur la figure 2.12 (d). Le ZDW a la même évolution que dans la figure 2.8 (a) sur les premiers 10,4 m, il reste ensuite constant dans le but d'annuler le changement de signe de la dispersion subit par l'onde dispersive. Dans ce cas, l'OD1 reste toujours en zone de dispersion normale. Les spectrogrammes correspondants sont montrés sur les figures 2.12 (e) et (f) pour les longueurs de fibre de 10,4 et 10,6 m, respectivement. À 10,4 m, les figures 2.12 (b) et (e) sont identiques : la première onde dispersive est générée et le processus de FWM entre le soliton et l'onde dispersive apparaît. Lorsque la longueur de fibre est de 10,6 m sur la figure 2.12 (f), l'onde dispersive ne traverse pas le ZDW et la cascade de l'onde dispersive n'est pas observée. En effet, on constate que la composante se situant à 1340 nm est beaucoup plus faible que sur la figure 2.12 (c).

La figure 2.13 montre la comparaison entre le spectre de sortie de la fibre de la figure 2.12 (a) et celui de la fibre de la figure 2.12 (d) avec le ZDW uniforme à partir

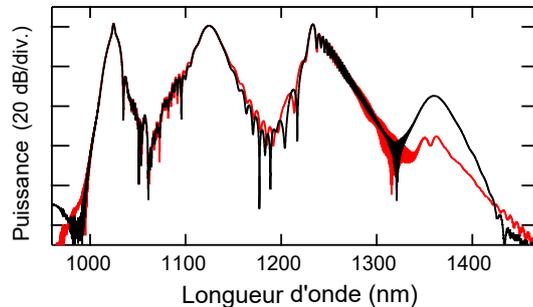


FIGURE 2.13 – Comparaison entre le spectre obtenu à 10,6 m à partir de la fibre décrite sur la figure 2.12 (a) en noir et sur la figure 2.12 (d) en rouge.

2.3. Cascade d'ondes dispersives

de 10,4 m. Les spectres sont très proches mis à part pour la radiation se situant autour de 1340 nm, qui est plus importante dans la fibre de la figure 2.12 (a) (fibre réelle, utilisée dans cette étude). Ceci est dû au fait que ce pic (tracé avec le cercle en trait pointillé blanc sur les figures 2.12 (c) et (f)) est causé par les deux différents mécanismes dans ce cas (FWM et cascade de l'onde dispersive), tandis qu'apparaît seulement le processus de FWM dans la fibre de la figure 2.12 (d).

Maintenant que l'origine de la composante spectrale est vérifiée, il est utile de quantifier le contenu des deux processus gouvernant ce comportement spectral. Cette composante spectrale a été numériquement filtrée et son énergie a été déduite en intégrant le spectre de la figure 2.13. Ainsi, nous trouvons que le pic se situant à 1340 nm sur la courbe rouge de la figure 2.13 (correspondant seulement au processus de FWM) représente seulement 0,6 % du pic contenu dans la courbe noire (correspondant aux processus de l'onde cascadiée et du FWM). Ceci démontre que le processus de l'onde dispersive cascadiée est largement prédominant à celui du FWM dans les expériences.

Les résultats que nous avons obtenus numériquement et expérimentalement fournissent donc la mise en évidence d'un nouveau processus. Dans celui-ci, un soliton émet une onde dispersive qui peut rester localisée temporellement grâce au changement de signe de la dispersion induite par la géométrie variant le long de la fibre. Cette onde dispersive possède une puissance crête suffisamment élevée pour pouvoir générer sa propre onde dispersive cascadiée lorsqu'elle traverse le ZDW de manière analogue au bien connu processus de FWM cascadié [55, 56].

2.4 Émission d'ondes dispersives multiples au voisinage du second ZDW

Dans cette section, nous allons nous consacrer à la dynamique entre le soliton et l'onde dispersive dans un scénario encore plus complexe. Le soliton, décalé par effet Raman, heurte le ZDW une seconde fois, soit à une longueur de propagation plus importante que dans la situation décrite précédemment. C'est pourquoi nous considérons et analysons ici les résultats des figures 2.9 (c) et (f) sur la longueur de fibre restante, soit de 12 m jusqu'à 20 m.

2.4.1 Analyse dans le domaine spectral

L'évolution dans le domaine spectral est montrée sur la figure 2.9 (f). Suivant la génération de l'onde dispersive cascadiée (nommée COD1) autour de 1340 nm et conformément à la description faite en section 2.3.2, la durée du soliton augmente fortement à cause des variations de la dispersion, c'est pourquoi il se comprime spectralement. Il ne subit pas l'effet Raman à ce stade à cause de sa trop faible puissance crête. Lorsque le ZDW diminue une nouvelle fois après 12 m, le soliton se comprime temporellement. C'est pourquoi le spectre du soliton s'élargit et heurte une nouvelle fois le second ZDW lorsqu'il est minimal, à 14,5 m. La génération d'une nouvelle onde dispersive, nommée OD2, est observée et localisée à une longueur d'onde légèrement différente de celle de l'OD1 car la valeur de la longueur d'onde du soliton n'est plus la même à l'endroit où il heurte le second ZDW. Le marqueur noir sur la figure 2.9 (f), localisé à 14,5 m, représente la solution de la relation d'accord de phase (d'après l'équation 1.21) pour la longueur d'onde du soliton correspondante. Il est en parfait accord avec les simulations, confirmant son origine. À 15 m, l'OD2 traverse le ZDW croissant résultant de la génération de sa propre onde dispersive cascadiée, nommée COD2 sur la figure 2.9 (c) et poursuit le même mécanisme décrit dans la section précédente. Le marqueur rouge, localisé à environ 15 m sur la figure 2.9 (f), correspond à la solution de l'équation 1.21 en utilisant l'OD2 comme impulsion solitonique. Les résultats expérimentaux donnent aussi un bon accord avec les résultats des simulations.

Finalement, après une propagation de 20 m, l'unique soliton fondamental a directement généré deux ondes dispersives OD1 et OD2, qui ont elles-mêmes généré leur propre onde dispersive, COD1 et COD2. On peut observer ces ondes sur les spectres en sortie de fibre sur les figures 2.9 (a) et (d) (en expérience et en simulation, respectivement).

2.4. Émission d'ondes dispersives multiples au voisinage du second ZDW

2.4.2 Analyse dans le domaine temporel

L'évolution dans le domaine temporel correspondant à l'analyse spectrale décrite ci-dessus est montrée sur la figure 2.10 (a). Celle-ci confirme le fait que les deux ondes dispersives OD1 et OD2, restent localisées temporellement, contrairement aux ondes dispersives standard générées dans les fibres uniformes et qui s'évalent rapidement dans le domaine temporel. En particulier, la figure 2.10 (b) montre que la puissance crête de l'OD1 augmente lorsqu'elle est en zone de dispersion anormale. Dans cette région, et à proximité du maximum local, l'OD1 est comprimée temporellement et son profil temporel est proche de celui d'une impulsion solitonique (sur les figures 2.10 δ et β). Néanmoins, en régime de dispersion normale, l'OD1 a tendance à s'évaler temporellement et sa forme est beaucoup plus structurée (sur les figures 2.10 γ et α) mais sa puissance crête reste d'environ 10 W, ce qui permet d'engendrer le processus de cascade d'ondes dispersives.

On peut démontrer que durant la propagation en régime de dispersion anormale, les ondes OD1 et OD2 contiennent des solitons, montrant clairement que ces ondes sont de nature non-linéaire (ce phénomène fera l'objet d'étude du prochain chapitre). Afin de prouver la nature solitonique de ces ondes dispersives, nous avons fait appel aux théoriciens présents dans le laboratoire pour résoudre numériquement le problème de diffusion de Zakharov-Shabat (ZS) [57]. Cette méthode permet de trouver la proportion d'énergie correspondant à un soliton fondamental dans une impulsion. L'analyse a été faite pour les différents profils de l'OD1 à différentes longueurs de fibre. Le résultat montre que l'enveloppe du champ de l'OD1 à $z = 12,1$ m (sur la figure 2.10 δ) contient un soliton comportant environ 40 % de l'énergie de l'impulsion. Par contre, à $z = 16$ m (sur la figure 2.10 β), l'impulsion contient toujours un soliton comportant environ 60 % de l'énergie de l'impulsion. Des résultats équivalents ont été trouvés pour l'OD2. Ainsi, la partie solitonique contenue dans les ondes dispersives est la source des cascades des ondes dispersives observées.

2.5 Observation d'ondes dispersives polychromatiques

Si on augmente la puissance de pompe dans la même configuration que précédemment, on obtient une puissance crête plus élevée du premier soliton éjecté, et un décalage Raman plus important. Ainsi le soliton va alors heurter le ZDW avant d'atteindre sa valeur minimale, soit lorsqu'il diminue encore. Cette situation est montrée sur la figure 2.14 pour une puissance crête de 110 W, où les figures 2.14 (a) et (b) correspondent aux expériences tandis que les figures 2.14 (c) et (d) correspondent aux simulations. Le spectre du soliton commence à recouvrir le ZDW vers 9 m environ, soit à l'endroit où le ZDW est encore en train de décroître. Une onde dispersive est alors émise. Le soliton subit un décalage important vers les basses longueurs d'onde [53, 58], qui résulte du recul spectral accompagnant l'émission de

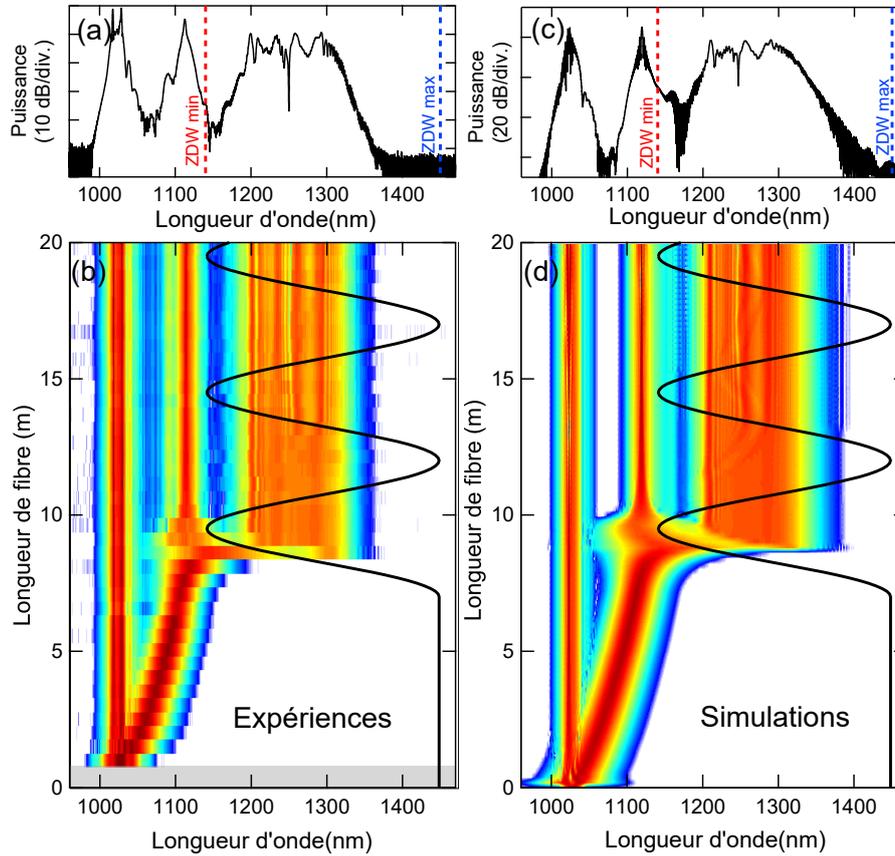


FIGURE 2.14 – Spectres de sortie après 20 m de propagation d'une pompe de 110 W de puissance crête obtenus (a) en expérience et (c) en simulation. Les lignes en traits pointillés rouges et bleus correspondent aux ZDW minimaux et maximaux, respectivement. Évolution spectrale en fonction de la longueur de fibre (b) en expériences et (d) en simulations. La courbe noire représente le second ZDW.

2.5. Observation d'ondes dispersives polychromatiques

l'onde dispersive associée à la dispersion axialement variante [59].

La figure 2.15 montre l'émission de l'onde dispersive observée autour de 9 m. Le ZDW de la fibre (tracé en trait pointillé rouge) suit le décalage du soliton vers les basses longueurs d'onde de telle sorte que le spectre du soliton garde un recouvrement avec la zone de dispersion normale tout au long de la propagation jusqu'à environ 10 m. Cela mène à la génération continue d'une onde dispersive (ou onde dispersive polychromatique). On constate que la longueur d'onde de l'onde dispersive de 1300 à 1400 nm est en très bon accord avec cette prédiction.

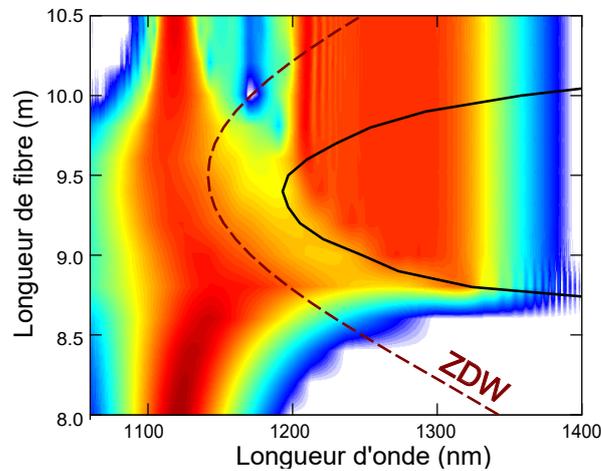


FIGURE 2.15 – Agrandissement de la figure 2.14 (d) autour de l'émission de l'onde dispersive observée à 9 m. La courbe en trait pointillé rouge représente le second ZDW. La courbe noire correspond à la relation d'accord de phase définie par l'équation 1.21.

Les simulations de la figure 2.15 montrent que le soliton se décale de 1145 nm à 8,8 m jusque 1115 nm à 9,4 m, correspondant aux ondes dispersives se situant entre 1325 nm et 1195 nm selon la relation d'accord de phase. Celui-ci est en excellent accord avec l'émission des ondes dispersives obtenue en simulation, ce qui explique le fait que le spectre des ondes dispersives soit polychromatique et s'étale sur 150 nm. Après l'émission de l'onde dispersive polychromatique et pendant son recul spectral, le soliton n'a plus une puissance crête suffisamment élevée pour subir le SSFS et venir entrer en collision une nouvelle fois avec le ZDW de la fibre. C'est pour cela qu'à partir de 9,4 m, plus aucune onde dispersive n'est émise.

Dans notre configuration, l'émission de l'onde dispersive polychromatique est due au fait que le soliton se décale vers les basses longueurs d'onde et suit le ZDW

décroissant, tandis que dans la référence [46], c'est le SSFS qui permet de suivre le ZDW croissant. Les résultats de cette section nous fournissent donc la première observation expérimentale de la génération d'une onde dispersive polychromatique prédite par C. Miliàn *et. al* [46].

2.6 Conclusion

Ce chapitre a montré que les FOMs effilées pouvaient fournir une richesse et une complexité importantes sur la dynamique des solitons ainsi que l'émission et le comportement des ondes dispersives.

Ainsi, nous avons démontré expérimentalement, pour la première fois, plusieurs mécanismes importants :

- Un soliton fondamental unique subissant l'auto-décalage Raman peut émettre plusieurs ondes dispersives au voisinage du premier ou du second ZDW ;
- La *cascade d'onde dispersive*, processus dans lequel une onde dispersive émise par un soliton peut émettre elle-même sa propre onde dispersive lorsqu'elle traverse le ZDW de la fibre ;
- La génération d'une onde dispersive polychromatique d'une largeur spectrale de 150 nm.

Au chapitre suivant, nous allons exploiter le potentiel de ces nouvelles fibres dans une approche plus appliquée.

Génération de solitons dans les fibres topographiques

Sommaire

3.1 Introduction	60
3.2 Processus de solitonisation	61
3.2.1 Méthodologie	61
3.2.2 Analyse numérique	62
3.2.3 Vérification théorique du processus	64
3.2.4 Résultats expérimentaux	66
3.3 Soliton tunneling	68
3.3.1 Contexte et méthodologie	68
3.3.2 Analyse numérique	69
3.3.3 Étude expérimentale préliminaire du processus de soliton tunneling	71
3.3.4 Résultats expérimentaux	74
3.4 Conclusion	75

3.1 Introduction

Dans le premier chapitre, nous avons étudié la propagation d'une onde dispersive en zone de dispersion normale émise par un soliton proche du ZDW. Cette radiation est généralement de faible puissance crête et ne subit pas d'effets non-linéaires, à moins d'utiliser des fibres avec des profils de dispersion variable [60]. Dans ce cas, nous avons montré au chapitre précédent qu'un ajustement longitudinal de la dispersion pouvait aider à maintenir l'onde dispersive localisée temporellement pour que sa puissance crête soit suffisamment élevée afin de générer sa propre onde dispersive.

Dans ce travail, nous allons étudier expérimentalement de façon détaillée l'évolution temporelle de l'onde dispersive au cours de sa propagation.

3.2 Processus de solitonisation

3.2.1 Méthodologie

La dynamique étudiée dans cette première partie est schématisée sur la figure 3.1. L'impulsion initiale est injectée en zone de dispersion anormale, à proximité du premier ZDW, générant une onde dispersive en zone de dispersion normale. Au cours de sa propagation dans la partie uniforme, cette onde dispersive s'étale temporellement, comme nous l'avons expliqué dans le premier chapitre de manuscrit. La fibre est conçue de telle sorte qu'après une courte section uniforme, le ZDW diminue pour que l'onde dispersive puisse le traverser et ainsi passer en zone de dispersion anormale au cours de la propagation. Il s'agit d'approfondir le comportement de l'onde dispersive lorsqu'elle passe en zone de dispersion anormale après avoir été générée.

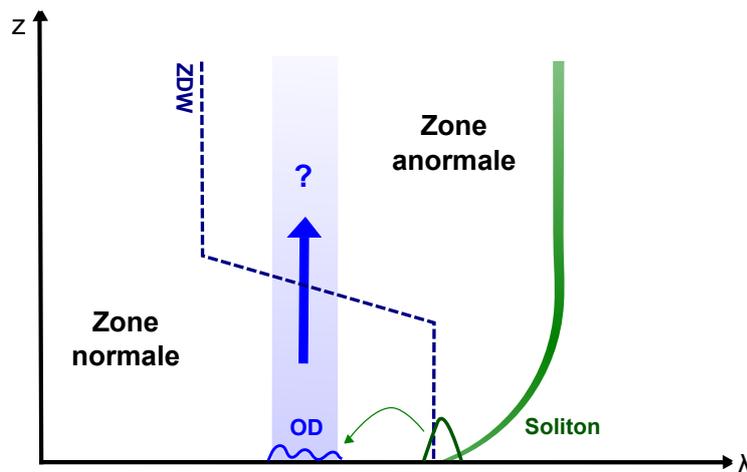


FIGURE 3.1 – Schéma explicatif du processus de *solitonisation*.

Dans le chapitre précédent, nous avons montré que lorsqu'une onde dispersive se situe en zone de dispersion anormale, elle est capable de se comporter comme une impulsion solitonique, en gardant une puissance crête élevée. Dans cette partie, la variation de la dispersion va être conçue de telle sorte que l'onde dispersive se comprime temporellement jusqu'à ce que la forme de l'impulsion se rapproche d'une impulsion solitonique. Nous prendrons la liberté de nommer la transformation de l'onde dispersive en un soliton *la solitonisation*.

3.2.2 Analyse numérique

Pour commencer, des simulations numériques sont effectuées à partir de l'ESNLG. La fibre utilisée est une FOM avec un pitch de $2,06 \mu\text{m}$ pour un rapport d/Λ de $0,62$. Les paramètres de cette fibre sont calculés avec la méthode de K. Saitoh et M. Koshiba [34]. La valeur de la dispersion et du paramètre non-linéaire sont respectivement de $\beta_2 = -8 \times 10^{-28} \text{ s}^2/\text{m}$ et $\gamma = 42 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ à la longueur d'onde de pompe de 881 nm . Les impulsions utilisées sont de forme gaussienne, limitées par la transformée de Fourier, de 42 W de puissance crête et de 140 fs de durée à mi-hauteur. Ces impulsions sont centrées sur 881 nm et sont générées par un oscillateur Ti:Sa. Le ZDW de la fibre, de 875 nm , est légèrement inférieur à la longueur d'onde de la pompe. Une partie du spectre de l'impulsion de pompe recouvre alors la zone de dispersion normale et une onde dispersive est émise vers 840 nm , comme nous pouvons l'observer sur la figure 3.2 (a). L'évolution dans le domaine temporel est montrée sur la figure 3.2 (b). L'onde dispersive est représentée par une flèche autour de 1 ps . Après $4,9 \text{ m}$ de propagation, la GVD de la fibre change pour devenir rapidement négative à la longueur d'onde de l'onde dispersive. Précisément, elle passe de $5,4 \times 10^{-27} \text{ s}^2/\text{m}$ à $-1,7 \times 10^{-27} \text{ s}^2/\text{m}$ à 842 nm , faisant décroître la valeur du ZDW de 875 nm à 832 nm , puis la GVD est constante sur le reste de la fibre. On ne distingue aucun véritable changement sur l'onde dispersive dans le domaine spectral sur la figure 3.2 (a). Par contre, dans le domaine temporel sur la figure 3.2 (b), on voit que les tra-

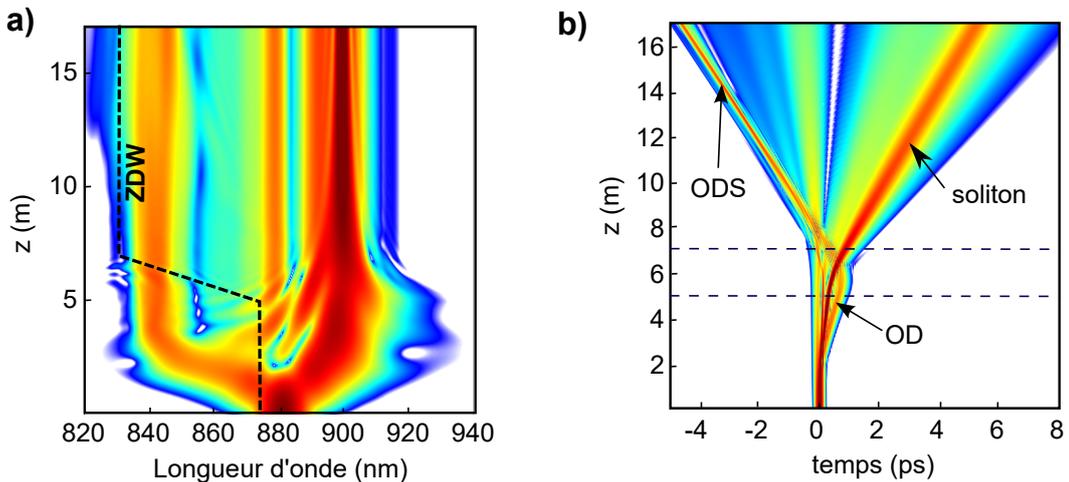


FIGURE 3.2 – Évolution (a) spectrale et (b) temporelle en fonction de la longueur de fibre. OD : Onde Dispersive, ODS : Onde Dispersive Solitonisée. Les lignes horizontales tracées en trait pointillé représentent les valeurs minimale et maximale du ZDW.

3.2. Processus de solitonisation

jectoires des ondes n'évoluent plus de la même façon après le changement de la GVD.

La figure 3.3 (a) montre plus en détails le passage de l'onde dispersive en zone de dispersion anormale. Le profil temporel à la longueur de 5 m est tracé sur la figure 3.3 (b). L'onde dispersive (en rouge) se situe en zone de dispersion normale. Elle est étalée sur 0,4 ps et se situe après le soliton (en bleu) généré dès le début de la fibre à 900 nm. Sur la figure 3.3 (a), on remarque qu'après la diminution de la GVD, l'onde dispersive accélère. En effet, elle rentre en collision avec le soliton. Lors de la collision, plusieurs interactions peuvent intervenir comme la réflexion [61] ou le mélange à quatre ondes. Dans ce cas, il est bien connu que les collisions donnent naissances à de nouvelles composantes spectrales [61]. Cependant, nous avons vérifié qu'il n'y avait pas d'ondes générées ni dans le domaine spectral, ni

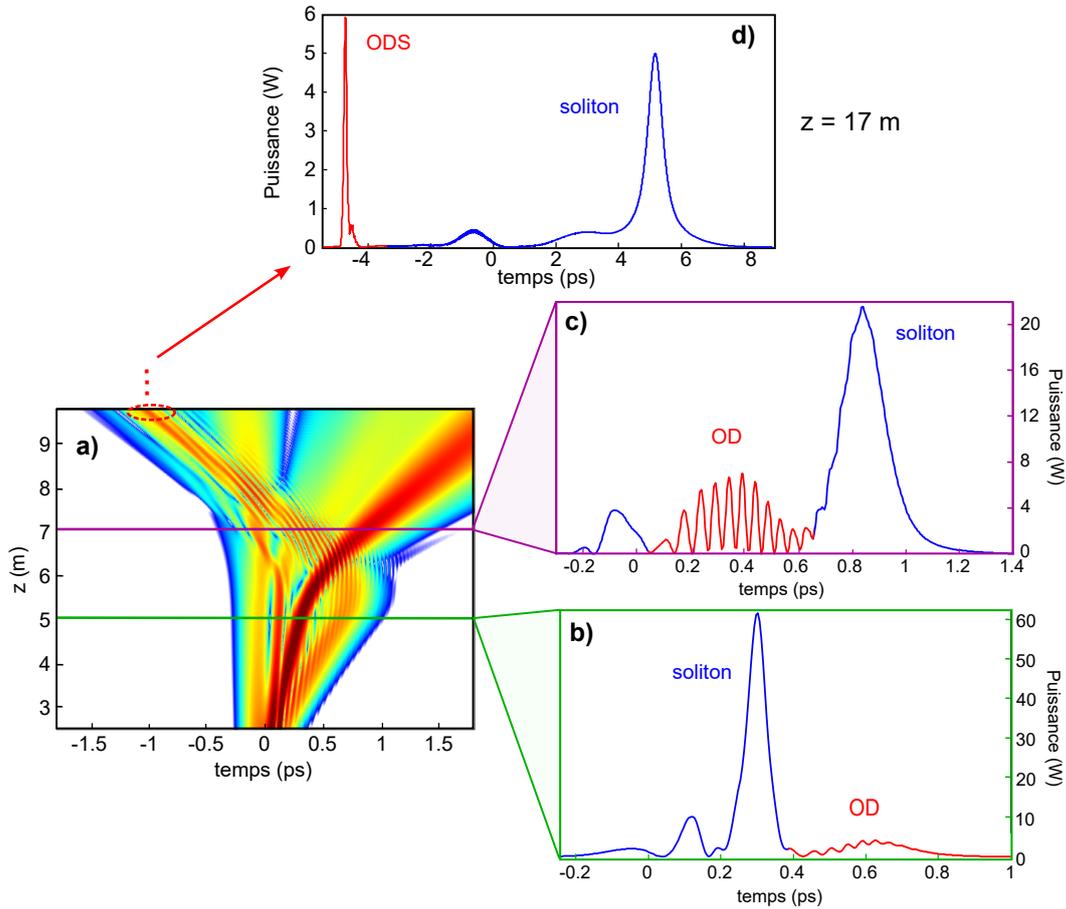


FIGURE 3.3 – (a) Évolution temporelle correspondant à la figure 3.2 (b) autour de la traversée de l'OD en zone de dispersion anormale. b,c,d : Profils temporels aux longueurs de (b) 5 m, (c) 7 m et (d) 17 m.

dans le domaine temporel. En effet, le désaccord de vitesse groupe entre le soliton et l'onde dispersive est trop important dans cette étude pour que ces interactions aient lieu [61]. La figure 3.3 (c) montre le profil temporel du champ à 7 m, où on distingue l'onde dispersive qui commence à se comprimer autour de 0,4 ps. Les interférences visibles sur la figure 3.3 (c) sont dues au recouvrement temporel entre l'onde dispersive et le soliton. Le profil temporel final est tracé sur la figure 3.3 (d). Il correspond aux simulations représentées sur la figure 3.2 (b) à la longueur de 17 m. L'onde dispersive, tracée en rouge, est localisée autour de -5 ps. Le profil temporel de l'onde dispersive est proche de celui du soliton localisé à 5 ps. En effet, l'onde dispersive s'est comprimée et sa puissance crête est de 6 W. Cette onde a une puissance crête plus élevée que celle du soliton en sortie de fibre. Nous nommons alors cette onde dispersive onde "solitonisée" (ou ODS).

3.2.3 Vérification théorique du processus

Afin de vérifier la nature solitonique de l'onde dispersive "solitonisée", il est nécessaire d'analyser son évolution sur une plus longue distance de propagation. Dans cette section, nous allons étudier numériquement la propagation de l'onde dispersive solitonisée sur une longueur de 320 m.

Les figures 3.4 (a) et (b) montrent respectivement, les évolutions spectrale et temporelle correspondant à la fibre décrite à la figure 3.2 (a) sur les 17 premiers mètres. La longueur de la section uniforme après changement de la GVD sur la figure 3.4 (a) est environ 20 fois plus grande que celle sur la figure 3.2 (a). Pour plus de clarté, nous choisissons ici un référentiel temporel se déplaçant à la vitesse de l'onde dispersive sur la figure 3.4 (b). Les figures 3.4 (a) et (b) montrent que l'ODS,

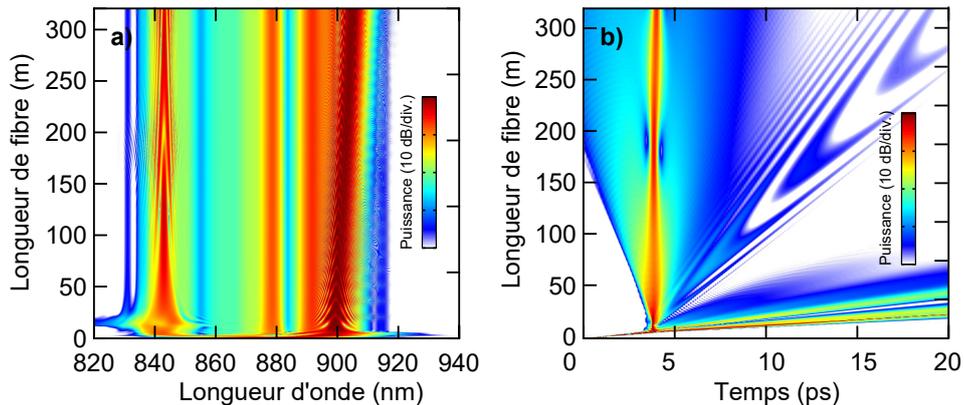


FIGURE 3.4 – Évolution (a) spectrale et (b) temporelle dans une fibre de 320 m de long. Les caractéristiques de la fibre effilée sont les mêmes que celle décrite à la figure 3.2.

3.2. Processus de solitonisation

localisée à 840 nm, se comporte de la même manière qu'un soliton : ses propriétés spectrale et temporelle n'évoluent presque pas sur plus d'une centaine de mètres. La figure 3.4 (b) montre que l'ODS émet de façon continue une radiation le long de sa propagation. L'ODS présente aussi, quasi-périodiquement, une légère compression temporelle (une seule période est montrée sur la figure). Elle est due au fait que l'impulsion en sortie de la fibre effilée n'est pas exactement un soliton fondamental (nous estimons que $N = 1,6$). L'impulsion tend alors à adapter sa forme pour se rapprocher le plus possible de la condition $N = 1$, c'est pourquoi ce phénomène de respiration est observé. Par ailleurs, nous estimons que le produit temps-fréquence de l'impulsion est de 0,33 à la fin de la propagation. Nous rappelons que dans le cas d'une impulsion sécante hyperbolique carrée, le produit temps-fréquence est de 0,315.

Les résultats numériques sont satisfaisants : ils montrent qu'une impulsion proche d'un soliton fondamental peut être obtenue à partir d'une onde dispersive. Afin de confirmer ces observations, les théoriciens du laboratoire ont résolu numériquement le problème de Zakharov-Shabat (ZS) [57]. Comme cela avait été fait dans le chapitre précédent en section 2.4.2, nous rappelons que cette analyse permet de trouver le nombre de solitons fondamentaux contenus dans une impulsion. L'analyse de la forme de l'ODS le long de la propagation est détaillée dans la référence [62] et le résultat montre que l'impulsion ne contient qu'un seul soliton fondamental. La solution du système de ZS pour une longueur de fibre de $z = 17$ m est tracée en rouge sur la figure 3.5. Cette solution est comparée à la forme du soliton obtenue des simulations faites à partir de l'ESNLG (trait pointillé bleu), pour une longueur de 320 m, correspondant à l'impulsion de sortie sur la figure 3.4 (b). Ces deux impulsions sont très proches que ce soit en termes de durée ou de puissance crête, ce qui

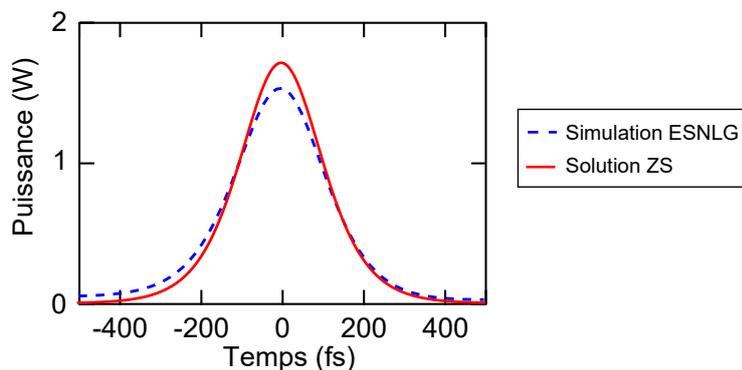


FIGURE 3.5 – Profil temporel de l'impulsion localisée à 840 nm obtenu des simulations à partir de l'ESNLG à 320 m (trait pointillé bleu) et obtenu à partir de la valeur propre du problème de diffusion de Zakharov-Shabat (trait plein rouge).

prouve que l'onde dispersive a bien été transformée en un soliton quasi fondamental.

Par conséquent, la démonstration numérique sur une longue propagation et l'analyse théorique confirment que l'onde dispersive est bien "solitonisée".

3.2.4 Résultats expérimentaux

Après avoir démontré numériquement le processus de *solitonisation*, cette section se consacre à l'étude expérimentale. La FOM décrite dans les simulations de la figure 3.2 a été fabriquée. Les impulsions de pompe sont de forme gaussienne, limitées par la transformée de Fourier, de 140 fs de durée à mi-hauteur et centrées à 881 nm. La figure 3.6 (a) montre l'évolution spectrale en fonction de la longueur de fibre sur 17 m. Elle a été obtenue en mesurant le spectre de sortie tous les mètres par méthode de découpes successives. L'évolution est globalement en excellent accord avec les simulations de la figure 3.2 (a). Comme nous l'avons dit précédemment, la dynamique spectrale montrée sur la figure 3.2 (a) ne nous donne pas d'informations significatives concernant le processus de solitonisation. C'est pourquoi, nous avons aussi mesuré la durée des impulsions au cours des découpes successives. La radiation localisée à 840 nm a été spectralement filtrée à l'aide d'un filtre passe-bas coupant à 850 nm et sa trace d'autocorrélation a été mesurée. La figure 3.6 (b) montre l'évolution de la durée de l'impulsion en fonction de la longueur de fibre. Ces valeurs sont déduites des mesures d'autocorrélation (cercles bleus). Les traces d'autocorrélation non-colinéaire mesurées sont ajustées par une fonction sécante hyperbolique carrée. Les valeurs des durées à mi-hauteur sont déduites en utilisant le facteur de déconvolution (égal à 0,65 pour des impulsions de forme sécante hyperbolique carrée). Les durées expérimentales concordent avec les résultats numériques (courbe rouge). Les figures 3.2 (c) et (d) montrent deux exemples de traces d'autocorrélation mesurées (cercles bleus) à 8 m et 17 m respectivement, et leur ajustement avec la fonction sécante hyperbolique carrée (trait plein rouge). Ces figures montrent que la fonction sécante hyperbolique carrée s'ajuste correctement avec les traces mesurées, en particulier pour la mesure à la fin de la fibre (17 m) où le soliton a eu le temps de se former. La durée de l'onde dispersive, de 250 fs à 7 m, a diminué jusque 100 fs durant le processus de solitonisation. À titre de comparaison, on peut estimer à partir de simulations numériques que la durée de l'onde dispersive aurait atteint 1,5 ps au bout de 17 m de fibre uniforme.

3.2. Processus de solitonisation

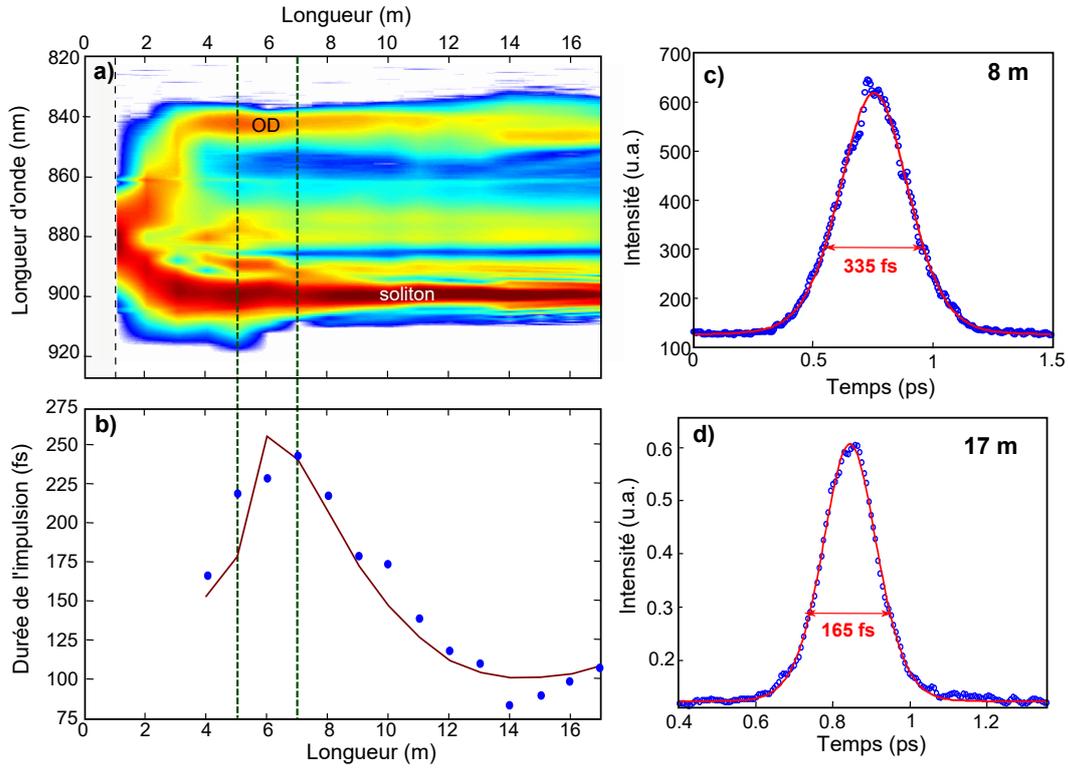


FIGURE 3.6 – (a) Évolution spectrale obtenue en expériences par la méthode de découpages successives. (b) Évolution de la durée à mi-hauteur de l'impulsion localisée à 840 nm, déduite des traces d'autocorrélation (cercles bleus). Évolution de la durée à mi-hauteur de l'impulsion localisée à 840 nm, obtenue en simulations (trait plein rouge). Les lignes verticales en trait pointillé correspondent aux valeurs minimale et maximale du ZDW. (c) et (d) : Traces d'autocorrélation mesurées (cercles bleus) et leur ajustement avec une fonction sécante hyperbolique carrée (trait plein rouge) à (c) 8 m et (d) 17 m.

La démonstration expérimentale du processus de *solitonisation* a été réalisée. Ce processus, validé par les simulations numériques et par une analyse théorique, montre qu'une onde dispersive peut être transformée en un soliton quasi-fondamental.

3.3 Soliton tunneling

3.3.1 Contexte et méthodologie

En 1993, le phénomène d'"effet tunnel spectral" a été proposé par V. N. Serkin *et. al* pour un soliton [63]. Plus récemment, ce phénomène a été étudié plus en détails dans des FOMs avec un profil de dispersion adapté [64, 65]. Dans ces fibres, le profil de la dispersion est tel que la fibre comporte trois ZDW. Cette configuration permet l'obtention de deux zones de dispersion anormale séparées par une zone de dispersion normale, comme montré sur la figure 3.7 (a). Dans ce cas, lors de son décalage Raman, le soliton transmet de façon continue une partie de son énergie à une onde émise à plus haute longueur d'onde, en zone de dispersion anormale. Cette onde peut alors être considérée comme étant un soliton. C'est pourquoi, cet effet est appelé *effet tunnel spectral du soliton*. Cependant, ce concept est très difficile à réaliser expérimentalement. En effet, la fabrication d'une fibre comportant 3 ZDW assez proches est complexe car le d/Λ de ce type de fibre doit être faible (de l'ordre de 0,2). Les fibres topographiques apparaissent comme une belle alternative pour étudier l'effet tunnel du soliton et permettre la démonstration expérimentale de ce processus. Dans cette étude, l'effet tunnel est longitudinal, contrairement aux travaux numériques de H. Guo *et. al* [65] qui étudient un effet tunnel spectral.

Nous appellerons donc ce processus *soliton tunneling* en référence à l'effet tunnel

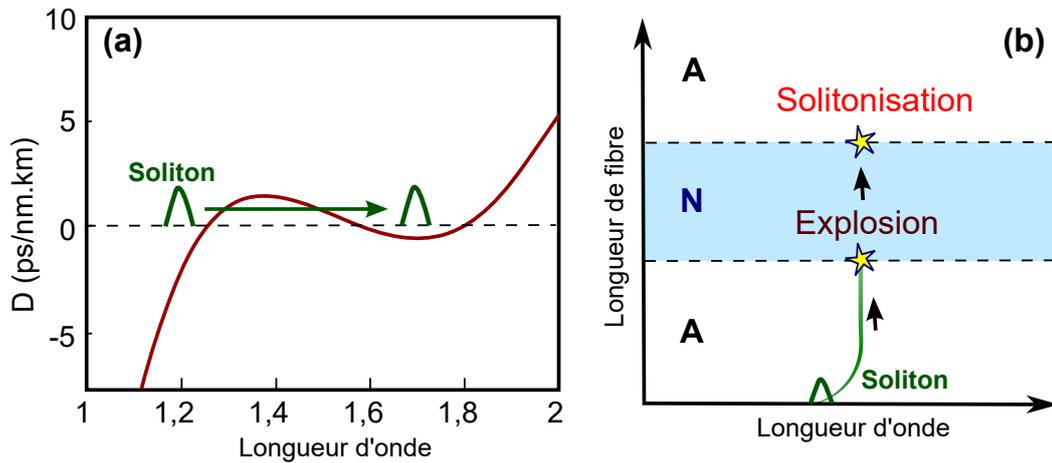


FIGURE 3.7 – Schéma explicatif du processus de *l'effet tunnel du soliton* (a) spectral dans une fibre uniforme à 3 ZDW selon la référence [65] et (b) longitudinal dans le cas d'une fibre effilée. N : zone de dispersion normale. A : zone de dispersion anormale.

3.3. Soliton tunneling

étudié en mécanique quantique. Le concept de cette étude est représenté sur la figure 3.7 (b). Il illustre la propagation d'un soliton le long d'une zone de dispersion normale, réalisable grâce à des variations brutales de la dispersion de la fibre. Le ZDW de la fibre décroît puis réaugmente de telle sorte que le soliton puisse franchir une barrière de dispersion normale, représentée en bleu sur la figure 3.7 (b). Au cours de sa propagation, l'impulsion va subir la combinaison de deux processus représentés par des étoiles sur le schéma de la figure 3.7 (b) :

- Une *explosion* du soliton, montré dans la référence [66], lorsque le soliton entre brutalement dans la zone de dispersion normale.
- La *solitonisation*, décrite dans la première partie de ce chapitre, lorsque l'impulsion rentre brutalement en zone de dispersion anormale.

3.3.2 Analyse numérique

Cette section présente l'étude numérique du processus de *soliton tunneling* faite à partir de l'ESNLG. La fibre utilisée est une FOM avec un pitch de $1,3 \mu\text{m}$ et un rapport d/Λ de 0,62. Les impulsions en entrée de la fibre sont de forme gaussienne, limitées par la transformée de Fourier, centrées à 890 nm avec une durée à mi-hauteur de 140 fs et une puissance crête de 250 W. Sur la figure 3.8 (a), on remarque qu'un soliton fondamental apparaît dès le début de la propagation, il subit ensuite l'auto-décalage Raman jusque 7 m où il atteint une longueur d'onde de 1045 nm. La valeur de la GVD à cette longueur d'onde est de $\beta_2 = -4 \times 10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$.

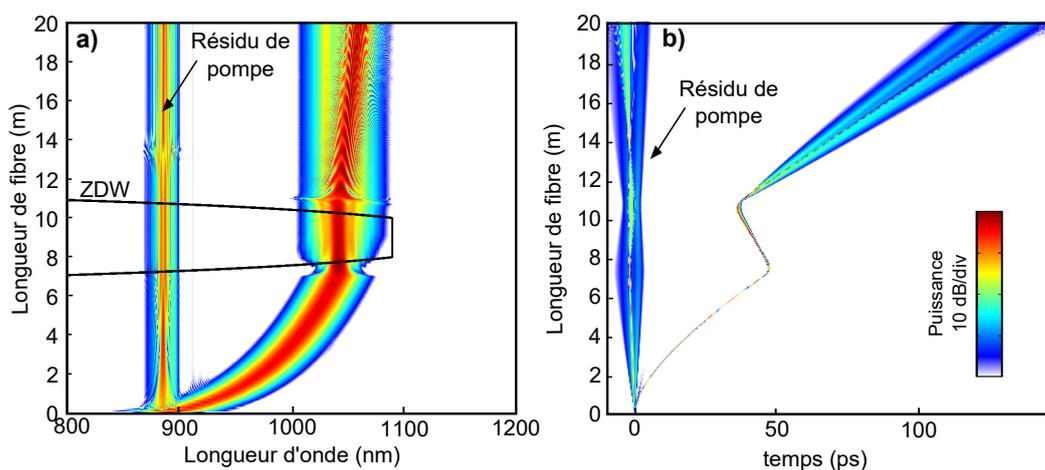


FIGURE 3.8 – Évolutions (a) spectrale et (b) temporelle en fonction de la longueur de fibre illustrant le processus de *soliton tunneling*. La courbe noire représente la valeur du premier ZDW.

Ensuite, le pitch de la fibre augmente sur 1 m pour atteindre $4,5 \mu\text{m}$, donnant une valeur de la GVD égale à $\beta_2 = 4,8 \times 10^{-27} \text{ s}^2/\text{m}$ à la longueur d'onde de 1045 nm . On peut voir sur la figure 3.8 (a) que l'impulsion traverse une zone de dispersion normale d'une longueur d'environ 3 m. Après le tunnel, les paramètres de la fibre sont les mêmes qu'à l'origine. La valeur du ZDW, tracé en noir, varie entre 756 nm et 1089 nm . À 11 m , l'impulsion se situe en zone de dispersion anormale et se redécalle légèrement vers les hautes longueurs d'onde, par effet Raman. L'évolution temporelle est montrée sur la figure 3.8 (b). Le changement de signe de la GVD de 7 m à 11 m entraîne la modification radicale de la vitesse du soliton, qui accélère dans le tunnel alors qu'il décélérerait lors de son décalage Raman. À la sortie du tunnel des radiations sont émises tout au long de sa propagation car le soliton tend à rester un soliton fondamental (de la même manière que dans le processus de solitonisation décrit dans la section précédente).

Afin de mieux comprendre la dynamique du soliton traversant la zone de dispersion normale, la figure 3.9 (a) montre l'évolution spectrale de l'impulsion dans le tunnel. À 7 m , le soliton se situe en zone de dispersion anormale et son profil temporel est tracé en bleu sur la figure 3.9 (b). Il possède une puissance crête de 328 W et une durée à mi-hauteur d'environ 70 fs . Ensuite, il subit une compression spectrale à cause de l'augmentation de la GVD sur 1 m et heurte le ZDW. À 9 m , l'impulsion, tracée en vert sur la figure 3.9 (b), est en zone de dispersion normale. Elle s'étale temporellement pour subir le processus d'explosion (montré dans la référence [66]) et devenir une onde dispersive polychromatique. L'impulsion a alors une puissance crête de 83 W et une durée à mi-hauteur de 363 fs . Elle s'étale

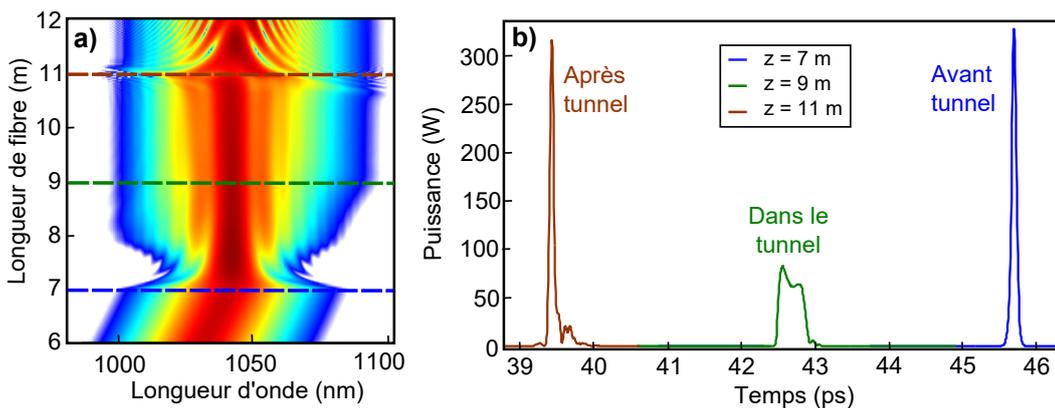


FIGURE 3.9 – (a) Évolution spectrale autour du tunnel correspondant à la figure 3.8 (a). (b) Profils temporels correspondant aux longueurs de 7 , 9 et 11 m en bleu, vert et marron, respectivement.

3.3. Soliton tunneling

temporellement jusqu'à 11 m où la GVD est la plus élevée ($\beta_2 = -4 \times 10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$). À cette longueur, l'impulsion se comprime obtenant les nouvelles caractéristiques de 317 W de puissance crête et 62 fs de durée à mi-hauteur. La forme de l'impulsion est proche d'un soliton à ce stade, comme nous pouvons le constater sur son profil temporel tracé en marron sur la figure 3.9 (b), avec une légère radiation présente à ses pieds. D'un point de vue énergétique, on estime d'après les simulations numériques que l'énergie de l'impulsion est de 26,8 pJ à 7 m et de 19,6 pJ à 12 m. Ainsi, après un passage de 3 m dans le tunnel, l'impulsion n'a perdu que 27% de son énergie.

Par soucis de clarté, seuls les 20 premiers mètres des simulations numériques sont représentés sur les figures 3.8 (a) et (b). Cependant, ces simulations ont été effectuées sur une longueur de fibre de 50 m. Elles permettent d'indiquer que les radiations visibles sur la figure 3.8 (b) sont le résidu du processus de solitonisation et n'interfèrent plus avec le soliton à partir d'une longueur de fibre de 40 m. Au bout de 50 m, le soliton possède une puissance crête de 150 W et une durée à mi-hauteur de 115 fs. La valeur du produit temps-fréquence est de 0,31, ce qui suggère que cette impulsion est de type sécante hyperbolique carrée.

Ces simulations numériques ont démontré le processus de *soliton tunneling* proposé au début de cette section. Au travers de ce processus, un soliton fondamental a traversé une zone de dispersion normale de 3 m. En sortie de fibre, le soliton a les mêmes caractéristiques qu'en entrée du tunnel, n'ayant perdu qu'environ 30 % de son énergie.

3.3.3 Étude expérimentale préliminaire du processus de soliton tunneling

La situation du cas idéal décrit précédemment fait appel à des variations trop brutales et trop rapides sur le diamètre de la fibre. Ces variations n'étaient pas réalistes dans la tour de fibrage au moment où nous avons effectué les études numériques. C'est pourquoi, la conception de la fibre a été retravaillée pour permettre d'illustrer expérimentalement la dynamique de ce processus. Les contraintes sont imposées par la tour de fibrage (le diamètre de la fibre doit varier au maximum de deux fois sa valeur sur une longueur de 1 m). Nous avons donc cherché une nouvelle configuration de fibre qui se rapproche le plus possible du cas étudié précédemment pour observer ce phénomène.

Plusieurs simulations numériques ont été faites à partir de l'ESNLG. La meilleure configuration de fibre qui tient compte des limites imposées par la tour de fibrage possède les caractéristiques suivantes : un pitch de 3,25 μm et un

rapport d/Λ de 0,5. Les impulsions générées par un oscillateur Ti:Sa sont de forme gaussienne, limitées par la transformée de Fourier, centrées à 1062 nm, de 140 fs de durée à mi-hauteur et de 240 W de puissance crête. L'évolution spectrale est montrée sur la figure 3.10 (a). On aperçoit sur le premier mètre que l'impulsion s'élargit et recouvre le ZDW (situé à 1038 nm), générant une onde dispersive localisée à environ 975 nm en zone de dispersion normale. En même temps, un soliton fondamental est généré et subit l'auto-décalage Raman pour atteindre 1100 nm à 15,5 m. La dynamique temporelle est représentée sur la figure 3.10 (b). On remarque que l'onde dispersive s'étale de manière significative et le soliton décélère jusqu'à environ 3,5 ps à la longueur de 15,5 m. Notons que l'élargissement temporel de l'impulsion est plus important que dans le cas précédent car le tunnel est plus long. Afin que le soliton franchisse une zone de dispersion normale, la fibre est modifiée de 15 m à 20 m où le pitch est de 5,48 μm . La valeur du ZDW est alors de 1150 nm. Après 20 m, le reste de la fibre est uniforme où le ZDW est de 1182 nm. Le soliton traverse alors une zone de dispersion normale de 5 m de long durant laquelle l'impulsion s'étale temporellement en changeant de vitesse, se retrouvant autour de 1 ps à 21 m. Lorsque l'impulsion retourne en zone de dispersion anormale, un changement spectral apparaît après une dizaine de mètres environ, soit à une longueur de 29 m de fibre. On observe alors une nouvelle composante spectrale située à 1108 nm, correspondant à la composante temporelle située à 2 ps sur la figure 3.10 (b).

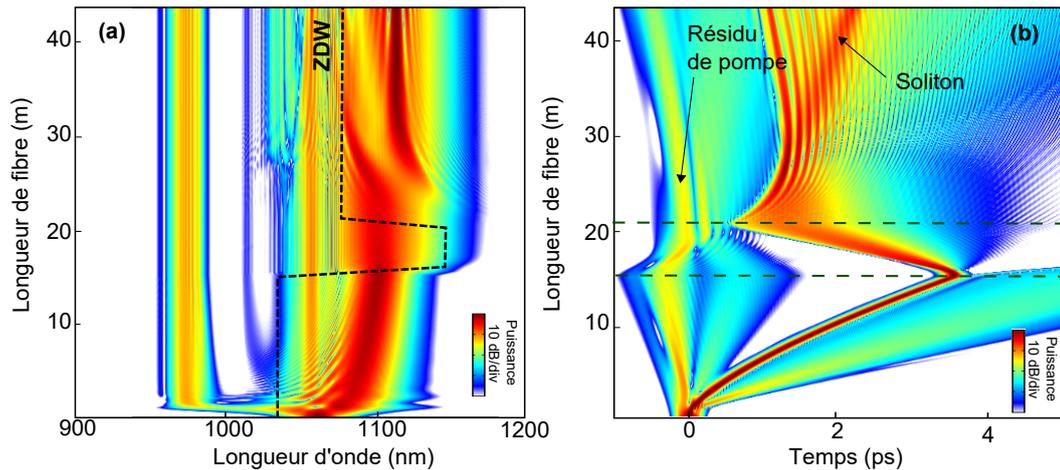


FIGURE 3.10 – Évolution (a) spectrale et (b) temporelle en fonction de la longueur de fibre. La courbe en trait pointillé représente la valeur du ZDW. Les traits horizontaux correspondent aux longueurs où la dispersion varie.

3.3. Soliton tunneling

Afin de bien comprendre l'évolution du soliton au cours de sa propagation à travers le tunnel, plusieurs spectrogrammes sont tracés à des longueurs spécifiques sur les figures 3.11. Juste avant son entrée dans le tunnel, soit à une longueur de 14,5 m, l'impulsion est localisée spectralement et temporellement sur la figure 3.11 (a). Lorsque l'impulsion entre dans le tunnel, elle acquiert un chirp, signe de son étalement temporel, visible sur la figure 3.11 (b). Juste après la traversée du tunnel, soit à 24,5 m, le spectrogramme sur la figure 3.11 (c) indique que l'impulsion possède toujours un chirp comparable à celui de la figure 3.11 (b). Ce n'est qu'après cette longueur que la composante spectrale située à 1108 nm apparaît sur la figure 3.10 (a). Le spectrogramme correspondant à la longueur de fibre de 43,5 m indique que l'impulsion est localisée temporellement et spectralement (comme l'est une impulsion solitonique). On remarque aussi que quelques radiations sont encore présentes sur les bords de l'impulsion, ce qui montre que le soliton n'est pas encore totalement formé.

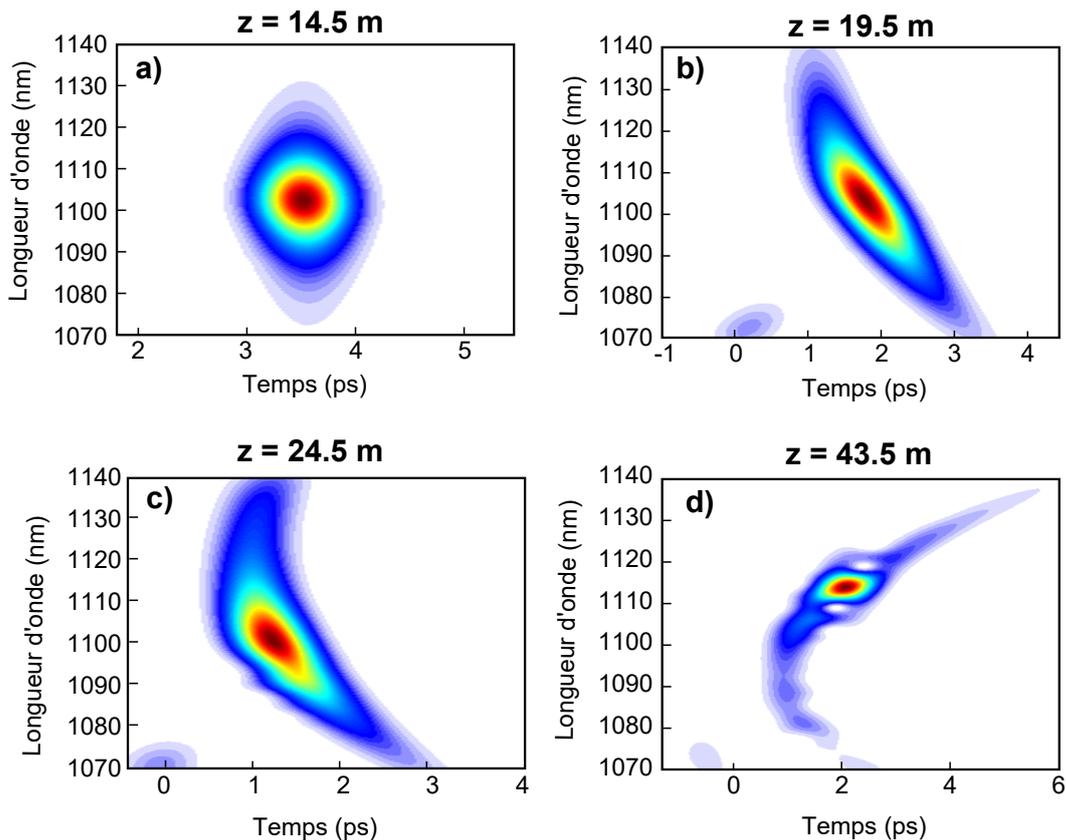


FIGURE 3.11 – a - d : Évolution des spectrogrammes obtenus des simulations sur les figures 3.10 (a) et (b) correspondant aux longueurs de fibre de 14,5 m, 19,5 m, 24,5 m et 43,5 m, respectivement.

3.3.4 Résultats expérimentaux

Une analyse expérimentale a été effectuée avec les mêmes caractéristiques que celles décrites dans la sous-section précédente pour la fibre ainsi que pour les impulsions utilisées (à savoir de forme gaussienne, limitées par la transformée de Fourier, de 140 fs de durée à mi-hauteur et centrées à 1062 nm). L'évolution spectrale est représentée sur la figure 3.12 (a). Elle est réalisée avec la méthode de découpes successives en enregistrant le spectre en sortie de fibre tous les mètres. Elle est en très bon accord avec les simulations numériques montrées sur la figure 3.10 (a). Afin de décrire la dynamique temporelle de l'impulsion se situant à 1100 nm, elle a été filtrée en utilisant un filtre passe-haut 1050 nm et les traces d'autocorrélation ont été mesurées. La durée des impulsions à mi-hauteur a été déduite des mesures de traces d'autocorrélation en utilisant le facteur de déconvolution (égal à 0,65). La figure 3.10 (b) montre l'évolution des durées obtenues des mesures (cercles bleus) et des simulations (trait plein rouge). Les durées mesurées ont été correctement ajustées avec une fonction sécante hyperbolique carrée et suivent la même évolution que les durées obtenues des simulations. Ces impulsions s'élargissent de 0,2 à 1,2 ps à l'intérieur du tunnel et se compriment jusqu'à 400 fs en sortie de fibre. À ce stade le soliton n'est pas encore totalement formé car des radiations persistent comme on peut le voir sur la figure 3.10 (b).

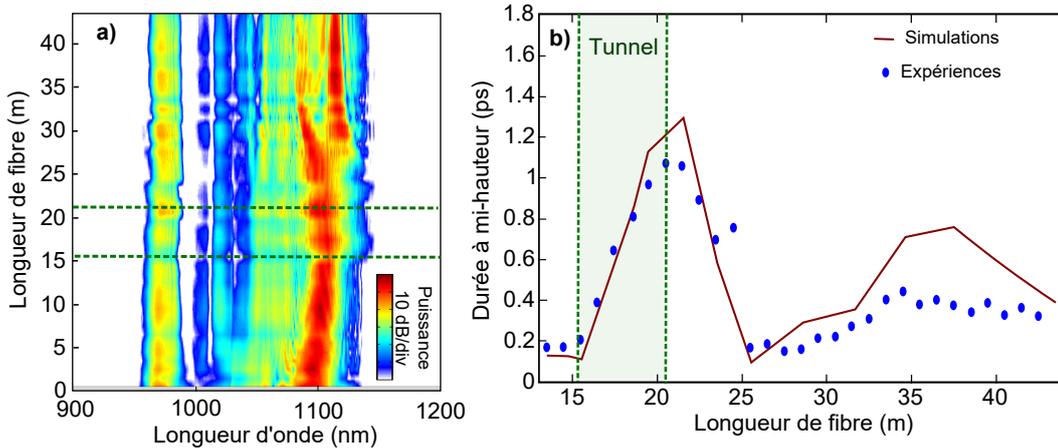


FIGURE 3.12 – (a) Évolution spectrale expérimentale correspondant aux simulations de la figure 3.10 (a). Évolutions de la durée à mi-hauteur de l'impulsion se situant à 1100 nm en fonction de la propagation, obtenue des traces d'autocorrélation mesurées avec pour ajustement la fonction sécante hyperbolique carrée (cercles bleus) et de la durée obtenue des simulations correspondant à la figure 3.10 (b) (trait rouge).

3.4. Conclusion

Cette étude permet d'obtenir pour la première fois une démonstration expérimentale du processus de *soliton tunneling* proche du cas numérique étudié dans la section précédente. Cette étude expérimentale montre que l'impulsion en sortie de fibre s'est comprimée temporellement jusqu'à 3 fois sa valeur obtenue en sortie du tunnel d'une longueur de 5 m.

3.4 Conclusion

Les fibres topographiques constituent un formidable dispositif expérimental pour contrôler et étudier la dynamique des solitons. Dans ce chapitre nous avons démontré pour la première fois expérimentalement deux nouveaux processus.

Le premier concerne la *solitonisation* dans lequel une onde dispersive est transformée en un soliton fondamental. D'un point de vue applicatif, les résultats reportés dans ce processus montrent la possibilité de générer deux solitons fondamentaux à deux différentes longueurs d'onde avec des puissances crêtes similaires. Ces propriétés peuvent faire un système complet pour le développement de sources d'impulsions ultra-courtes à deux couleurs, utilisable pour des expériences de pompe-sonde par exemple.

Le deuxième processus est le *soliton tunneling* qui met en jeu le passage d'un soliton fondamental à travers une barrière de dispersion normale en combinant les processus d'"explosion" du soliton et de "solitonisation". Une étude expérimentale a pu confirmer qu'il était possible d'obtenir une impulsion ayant les mêmes caractéristiques que celle à l'entrée du tunnel.

Contrôle des caractéristiques spectro-temporelles des solitons

Sommaire

4.1	Introduction	76
4.2	Approche numérique pour concevoir les fibres topographiques	77
4.2.1	Méthode générale	77
4.2.2	Détermination de la condition initiale	79
4.2.3	Conception des fibres topographiques pour contrôler les caractéristiques du soliton	80
4.3	Résultats expérimentaux	83
4.3.1	Dispositif expérimental et fabrication	83
4.3.2	Comparaison avec les fibres optiques microstructurées uniformes	86
4.3.3	Accordabilité en puissance dans les fibres topographiques	87
4.3.4	Critère des impulsions limitées par la transformée de Fourier	88
4.4	Conclusion	89

4.1 Introduction

Les principales caractéristiques sur la propagation d'un soliton dans une fibre optique ont été introduites dans le chapitre 1. Les impulsions ultra-courtes (inférieures à 1 ps) générées par fibres optiques permettent de remplacer les oscillateurs ultra-rapides coûteux et volumineux. Ce type de sources fibrées est particulièrement intéressant pour la microscopie non-linéaire et l'endoscopie [24, 21, 22, 23, 25].

Il est intéressant en microscopie non-linéaire, d'un point de vue pratique, de contrôler les caractéristiques d'un soliton (notamment la longueur d'onde et la durée). Dans l'annexe A, il est expliqué que la longueur d'onde peut être augmentée en utilisant l'auto-décalage Raman du soliton (SSFS) [14] dans une fibre. Dès lors que le taux de SSFS dépend de la puissance crête du soliton [15], la longueur d'onde

4.2. Approche numérique pour concevoir les fibres topographiques

du soliton peut facilement être ajustée en variant la puissance de l'impulsion en entrée [16]. L'utilisation de fibres optiques spéciales permet d'ajouter un nouveau degré de contrôle sur le décalage Raman. Par exemple, les fibres effilées peuvent être utilisées pour contrôler le SSFS à puissance d'entrée fixe [48] ou pour lui permettre d'atteindre de plus hautes longueurs d'onde [67, 68]. Le SSFS peut aussi être annulé à une longueur d'onde particulière en employant des fibres avec deux ZDW [49] ou des fibres à bande interdite photonique [69]. Cependant, dans tous ces cas, la durée du soliton n'est pas simultanément ajustée avec sa longueur d'onde. Concernant le contrôle de la durée du soliton, la technique la plus couramment utilisée réside sur la compression adiabatique en utilisant des fibres à dispersion décroissante [70, 71, 72]. Néanmoins, dans ce cas, la longueur d'onde du soliton est fixée. Ainsi, même si ces techniques permettent de contrôler efficacement soit la longueur d'onde soit la durée du soliton, aucune d'entre elles ne contrôle ces deux caractéristiques de façon *simultanée*.

Dans ce chapitre, nous proposons une méthode pour contrôler *simultanément* la longueur d'onde et la durée des solitons en utilisant des fibres topographiques, dans lesquelles la dispersion chromatique et la non-linéarité sont ajustées point par point en fonction de la longueur.

4.2 Approche numérique pour concevoir les fibres topographiques

Le taux de décalage Raman d'un soliton fondamental dans une fibre optique peut être décrit théoriquement par le modèle de J.P. Gordon [15]. Les détails concernant cette analyse sont mentionnés dans l'annexe A et nous montrent qu'il est possible de calculer la longueur d'onde et la durée d'un soliton le long de sa propagation dans une fibre topographique. Dans les travaux d'A. Bendahmane *et al.* [48] et de N. Broderick *et al.* [73], une procédure inverse (de type algorithme génétique) a été utilisée pour déterminer les profils de fibres optimaux afin de contrôler d'une part la longueur d'onde d'un soliton se décalant par effet Raman et d'autre part la forme temporelle d'une impulsion courte. En raison du temps de calcul élevé que nécessitent ces méthodes, nous ne les appliquerons pas dans cette étude. La méthode choisie est plus simple et plus rapide. Elle est détaillée ci-dessous.

4.2.1 Méthode générale

L'utilisation d'un algorithme inverse pour rechercher le profil longitudinal optimal d'une fibre permettant d'obtenir les caractéristiques ciblées d'un soliton est complexe à traiter. En effet, l'étude des caractéristiques spectro-temporelles des

Chapitre 4. Contrôle des caractéristiques spectro-temporelles des solitons

solitons fait appel à de nombreux degrés de liberté. Des études préliminaires faites sur quelques exemples typiques à l'aide d'un algorithme inverse (de type génétique) ont montré que l'ajustement des profils de fibre pouvait être simplifié par une succession de profils linéaires. La simplification de ces profils va permettre d'éviter l'utilisation de cet algorithme génétique qui requiert un temps de calcul trop long. Dans cette étude, les profils de fibre se composeront donc de trois segments linéaires consécutifs de même longueur environ. Un exemple de profil est représenté sur la figure 4.2 (a).

Concernant les calculs des propriétés de la FOM (à savoir la dispersion et la non-linéarité) en fonction de la longueur, nous utilisons la méthode décrite par K. Saitoh et M. Koshiba [34]. Comme nous l'avons précisé en section 1.1.6, cette méthode n'est plus valide lorsque les valeurs de pitch sont faibles. C'est pourquoi dans cette étude, la valeur du pitch minimal est limitée à $1,2 \mu\text{m}$ en fixant le rapport d/Λ à $0,75$ le long des fibres topographiques. La plus haute valeur de pitch est limitée à $4 \mu\text{m}$ à cause des contraintes de fabrication sur les variations du diamètre externe (expliqué dans la section 1.3). Ces limites sont tracées en trait pointillé rouge sur la figure 4.2 (a).

En ce qui concerne les simulations de la propagation non-linéaire du soliton, l'approche la plus précise est l'intégration numérique de l'ESNLG. Cependant, comme nous l'avons déjà évoqué, les temps de calculs sont assez longs. Par ailleurs, nous allons considérer le modèle de J.P. Gordon analytique (dans l'annexe A) que nous avons reformulé pour prendre en compte la dépendance longitudinale des paramètres de la fibre (avec les équations A.4 et A.7). Ce modèle a l'avantage d'être plus rapide lorsqu'on le compare aux résultats des simulations de l'ESNLG [74]. Cependant, le modèle ne s'applique que pour des solitons fondamentaux qui ne peuvent être directement générés par des oscillateurs femtoseconde et ne permet pas de prédire la génération des ondes dispersives. Pour pouvoir utiliser ce modèle, il est donc indispensable de vérifier qu'il y ait bien génération d'un soliton fondamental et pas d'ondes dispersives dans la fibre que nous emploierons.

La première partie de ce chapitre étudie la génération d'un soliton fondamental issu d'une impulsion femtoseconde générée par un oscillateur ultra-rapide et injectée dans une FOM uniforme. Ce soliton servira par la suite de condition initiale au problème. Une fois la condition initiale établie, la propagation du soliton va être étudiée dans les différents profils de fibre topographique. Ainsi, il sera possible d'obtenir toutes les caractéristiques accessibles au soliton en sortie de fibre.

4.2. Approche numérique pour concevoir les fibres topographiques

4.2.2 Détermination de la condition initiale

Les démonstrations expérimentales de ce chapitre seront effectuées en injectant une impulsion gaussienne centrée sur 900 nm issue d'un oscillateur Ti:Sa. Cette impulsion est limitée par transformée de Fourier et possède une durée à mi-hauteur de 140 fs. Le pompage étant effectué en zone de dispersion anormale, l'impulsion subira le processus de fission menant à l'éjection d'un soliton fondamental comme cela est décrit dans la section 1.2.5. Les simulations numériques de la propagation de ces impulsions sont réalisées avec l'ESNLG dans une FOM d'une longueur de 1,5 m ($d/\Lambda = 0,75$ et $\Lambda = 1,9 \mu\text{m}$). La figure 4.1 (a) montre l'évolution spectrale pour des impulsions d'une puissance crête de 300 W (correspondant à une énergie d'environ 75 pJ). Le ZDW de cette fibre optique se situe à 810 nm. La fission de l'impulsion femtoseconde mène à l'éjection d'un soliton fondamental bien isolé après quelques dizaines de centimètres. La valeur du ZDW est à une longueur d'onde bien plus courte que celle de la pompe évitant l'émission des ondes dispersives. Le soliton éjecté subit ensuite le SSFS pour atteindre une longueur d'onde de 960 nm après 1,5 m de propagation. Sa durée à mi-hauteur est alors de 55 fs, et sa puissance crête

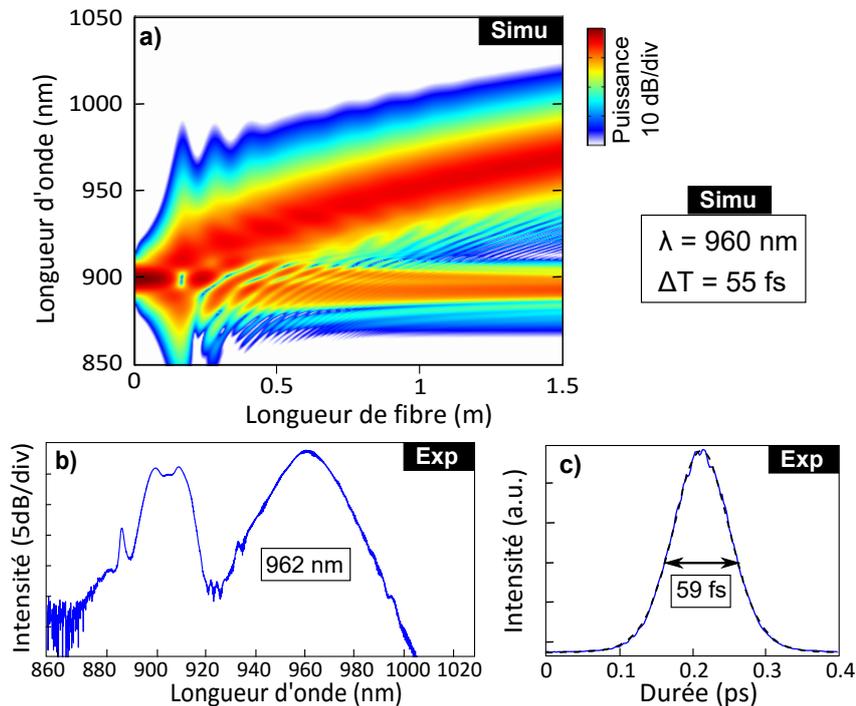


FIGURE 4.1 – (a) Simulations à partir de l'ESNLG d'une impulsion de 140 fs centrée à 900 nm dans une FOM de 1,5 m de long avec $\Lambda = 1,9 \mu\text{m}$ et $d/\Lambda = 0,75$. (b) Spectre de sortie expérimental. (c) Trace d'autocorrélation (trait bleu). Le trait pointillé noir est l'ajustement avec l'autocorrélation d'une fonction sécante hyperbolique carrée.

Chapitre 4. Contrôle des caractéristiques spectro-temporelles des solitons

de 550 W. Les figures 4.1 (b) et (c) montrent, respectivement, le spectre en sortie de fibre et la trace d'autocorrélation (trait plein) enregistrés expérimentalement avec les mêmes paramètres que dans les simulations de la figure 4.1 (a). Sur la figure 4.1 (b), on remarque que la longueur d'onde centrale du soliton, qui est bien isolé du résidu de pompe, est à 962 nm. Sur la figure 4.1 (c), l'ajustement avec l'autocorrélation d'une fonction sécante hyperbolique carrée donne une durée à mi-hauteur de 59 fs. Ces paramètres sont en excellent accord avec les simulations numériques.

Le segment de fibre de 1,5 m va être utilisé dans la suite pour générer le soliton fondamental qui sert de condition initiale dans cette étude. La longueur d'onde et la durée à mi-hauteur du soliton obtenu en simulations (soit 960 nm et 55 fs) vont être contrôlées grâce à l'utilisation de fibres topographiques. Les caractéristiques de ce soliton seront modélisées par les équations A.4 et A.7. Tous les profils de fibres topographiques étudiés dans la suite commenceront donc avec une section de fibre uniforme de 1,5 m, un d/Λ de 0,75 et un Λ de 1,9 μm .

4.2.3 Conception des fibres topographiques pour contrôler les caractéristiques du soliton

La figure 4.2 (a) montre une représentation schématique du profil de fibre topographique utilisé. La valeur du pitch est ajustée à trois longueurs (représentées par les carrés verts) dans la zone délimitée par les traits pointillés rouges imposés par les limitations de la méthode utilisée (le modèle de K. Saitoh et la fabrication). La fibre est uniforme sur les 1,5 premiers mètres avec un pitch égal à 1,9 μm . Le profil est ensuite constitué de trois droites dont les pentes sont délimitées par les variations de la valeur du pitch aux distances de propagation de 9,5, 17,5, et 26,5 m [représentées par les carrés verts sur la figure 4.2 (a)]. Avec comme condition initiale le soliton fondamental de 55 fs à 960 nm, le modèle de J.P. Gordon est utilisé pour prédire la longueur d'onde et la durée du soliton en sortie de fibre (voir l'annexe A). Ainsi, l'ensemble des couples de paramètres (durée et longueur d'onde du soliton) accessibles en sortie de fibre est représenté sur une carte en deux dimensions. Cette carte est schématisée en bleue sur la figure 4.2 (b) où chaque point de celle-ci correspond à un profil de fibre topographique spécifique. L'ensemble des paramètres utilisés dans le modèle a été étudié dans le but de définir pourquoi certaines caractéristiques des solitons sont inaccessibles [numérotées de 1 à 5 sur la figure 4.2 (b)]. La limite indiquée par le numéro 1 est due au fait que les caractéristiques (puissance crête, durée et longueur d'onde) du soliton défini comme condition initiale sont fixes. C'est pourquoi, la valeur minimale de la longueur d'onde du soliton en sortie de fibre est de 1100 nm. Les bords définis

4.2. Approche numérique pour concevoir les fibres topographiques

par les numéros 2 et 5 sont imposés par les valeurs maximale et minimale de pitch, respectivement. La limite indiquée par le numéro 4 est due aux pertes liées à l'absorption des ions OH avec le pic principal se situant à une longueur d'onde de 1380 nm (voir la section 1.1.3). Tous les profils de fibre menant à la génération d'ondes dispersives (que ce soit à proximité du premier ou du second ZDW) ont été exclus de la carte. Cette exclusion se fait en employant le terme ε (défini en section 1.2.4). On rappelle que le soliton est stable pour $\varepsilon < 0,04$. La génération des ondes dispersives est donc négligeable. On élimine ainsi les solutions possibles des caractéristiques de solitons sur les bords numérotés par 3 et 4.

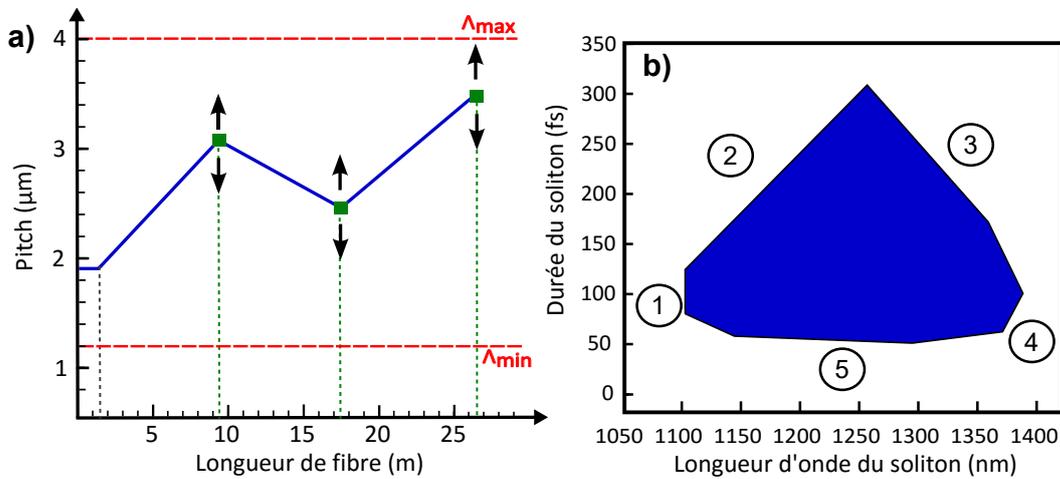


FIGURE 4.2 – (a) Représentation schématique des profils de FOM topographiques simplifiés dans cette étude. Les traits pointillés rouges représentent les valeurs de pitch maximale et minimale. Les carrés verts correspondent aux longueurs délimitant les variations de pitch. (b) La zone bleue correspond à l'ensemble des durées et longueurs d'onde accessibles avec des profils de fibre du même type que (a). Les numéros indiqués de 1 à 5 correspondent aux limites de la carte et sont discutés dans le texte.

Ainsi, toutes les longueurs d'onde et durées des solitons accessibles en sortie des fibres topographiques conçues selon le schéma de la figure 4.2 (a) sont contenues dans la zone bleue sur la figure 4.2 (b).

⇒ Choix de cinq exemples représentatifs :

Dans le but de démontrer expérimentalement le contrôle *simultané* des caractéristiques spectro-temporelles des solitons, cinq exemples de fibres topographiques

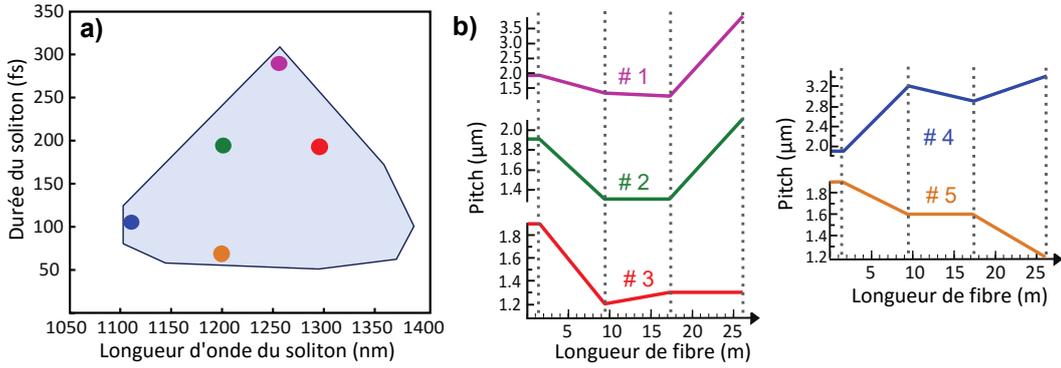


FIGURE 4.3 – (a) L’aire bleue représente l’ensemble des couples de durées et de longueurs d’onde du soliton accessibles avec les fibres topographiques conçues selon le schéma de la figure 4.2 (a). Les cercles représentent les cinq exemples typiques choisis pour les expériences. (b) Profils de fibres topographiques théoriques correspondant aux cinq marqueurs de (a), tracés avec le même code couleur.

sont choisis. Les profils d’évolution du pitch selon la longueur sont tracés et numérotés de 1 à 5 sur la figure 4.3 (b) et correspondent aux cercles de même couleur sur la carte de la figure 4.3 (a). Ces cinq exemples correspondent aux couples de valeurs de (1257 nm, 294 fs), (1210 nm, 206 fs), (1305 nm, 191 fs), (1108 nm, 100 fs) et (1200 nm, 65 fs) pour le soliton en sortie de la fibre.

Il est important de vérifier que les valeurs numériques de ces 5 exemples s’obtiennent aussi avec des simulations faites à partir de l’ESNLG (un cas sera détaillé ci-dessous). Les 5 exemples seront ensuite démontrés en expérience.

⇒ Vérification des résultats avec l’ESNLG :

Pour chaque profil de fibre [et pour bien d’autres dans la carte de la figure 4.2 (b)], la vérification de l’évolution de la durée des solitons au cours de la propagation est simulée numériquement avec l’ESNLG. En exemple, la figure 4.4 (b) montre l’évolution spectrale de la fibre topographique de la figure 4.4 (a) correspondant au taper # 2 de la figure 4.3 (b). L’impulsion injectée en entrée de la fibre topographique est le soliton défini comme condition initiale. Au bout de 25 mètres de propagation, la longueur d’onde centrale du soliton se situe à 1210 nm. L’évolution de la durée correspondant à ces simulations est montrée sur la figure 4.4 (c). La durée à mi-hauteur du soliton en sortie de fibre est de 204 fs. Le résultat est en excellent accord comparé aux résultats obtenus avec la méthode de J.P. Gordon, indiqués par les cercles rouges sur les figures 4.4 (b) et (c) (soit une

4.3. Résultats expérimentaux

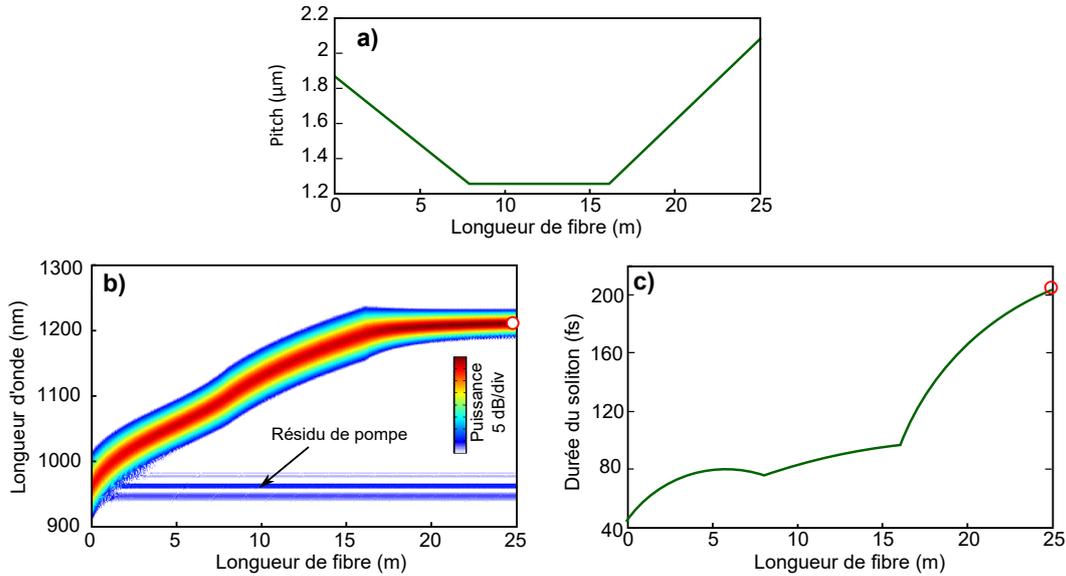


FIGURE 4.4 – Vérification avec les simulations obtenues avec l’ESNLG correspondant à l’exemple # 2 de la figure 4.3. (a) Évolution du pitch en fonction de la longueur de la fibre topographique, (b) Évolution spectrale, (c) Évolution de la durée à mi-hauteur du soliton en fonction de la longueur de fibre. Les cercles rouges correspondent aux résultats obtenus avec la méthode de J.P. Gordon.

longueur d’onde de 1210 nm et une durée de 206 fs).

Ces résultats démontrent qu’un contrôle simultané de la longueur d’onde et de la durée de solitons fondamentaux est possible sur une large gamme de paramètres. Effectivement, en partant d’un soliton fondamental 55 fs à 960 nm, nous sommes capables de choisir la longueur d’onde de sortie du soliton dans la gamme de 1100-1350 nm avec un contrôle sur sa durée sur une large fenêtre allant jusque 250 fs autour de 1250 nm.

4.3 Résultats expérimentaux

Cette partie illustre le concept de contrôle de solitons avec l’étude expérimentale des cinq exemples définis par les marqueurs colorés sur la figure 4.3 (a).

4.3.1 Dispositif expérimental et fabrication

Le schéma du dispositif expérimental est montré sur la figure 4.5. Un oscillateur Ti:Sa génère des impulsions de 140 fs de durée à mi-hauteur à 900 nm, limitées par la transformée de Fourier. Le contrôle de la puissance d’entrée de l’impulsion

Chapitre 4. Contrôle des caractéristiques spectro-temporelles des solitons

est fait à l'aide d'une combinaison de lame demi-onde et de polariseur. À l'entrée de la fibre, l'état de polarisation est linéaire et aligné le long d'un des deux axes neutres de la FOM en ajoutant une lame demi-onde. Un filtre passe-haut est placé en sortie de la fibre pour filtrer le résidu de pompe [visible sur la figure 4.1 (a)]. La caractérisation du soliton se fait avec un analyseur de spectre optique, un autocorrélateur et un mesureur de puissance.

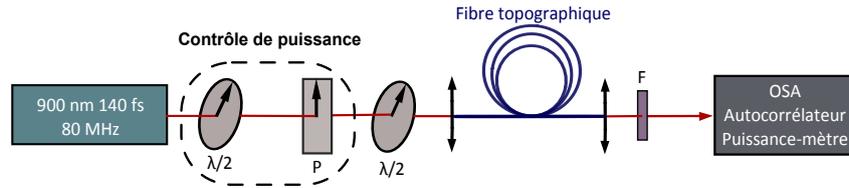


FIGURE 4.5 – Système expérimental. $\lambda/2$: lame demi-onde ; P : polariseur ; F : filtre passe-haut ; OSA : analyseur de spectre optique.

Les fibres sont fabriquées selon la méthode d'empilage-étirage définie en section 1.3. Il est important de rappeler que durant le processus de tirage, le paramètre d/Λ reste constant le long de la fibre, tandis que le pitch Λ est proportionnel au diamètre externe de la fibre. La figure 4.6 (a) montre les profils longitudinaux des FOMs topographiques fabriquées correspondant aux cinq exemples de la figure 4.3 (b) (en utilisant le même code couleur).

Chacune de ces fibres a été testée en utilisant la même procédure. Tout d'abord, la lumière est injectée sur le mode fondamental et la puissance d'entrée est ajustée de telle sorte que le premier soliton éjecté atteigne la longueur d'onde ciblée indiquée par le marqueur correspondant sur la figure 4.3 (a). La longueur d'onde cible correspond à une puissance crête de 300 W. Elle est utilisée pour obtenir le soliton fondamental initial décrit précédemment. Les mesures (les profils de fibre, les spectres et les traces d'autocorrélation) sont résumées sur la figure 4.6. Les spectres de sortie sont tracés sur la figure 4.6 (b), où les solitons qui nous intéressent sont surlignés avec leur couleur respective. Chaque longueur d'onde centrale est très proche de celle des cibles, grâce à un ajustement précis de la puissance injectée dans les fibres. Dans chaque cas, les solitons sont bien isolés du reste du spectre permettant de les filtrer facilement avant de les caractériser. Les traces d'autocorrélation mesurées sont tracées en trait plein (avec les couleurs adaptées) sur la figure 4.6 (c). Elles sont correctement ajustées avec des fonctions de type sécante hyperbolique carrée (en trait pointillé noir) à partir desquelles ont été extraites les durées à mi-hauteur des solitons, inscrites en encadré sur la colonne

4.3. Résultats expérimentaux

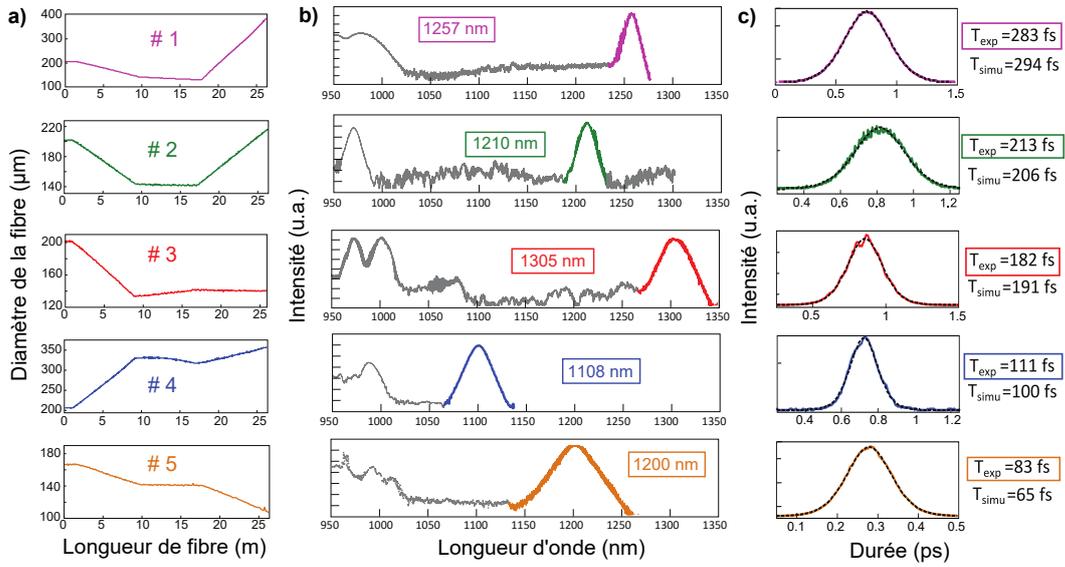


FIGURE 4.6 – (a) Profils de fibres topographiques fabriquées. (b) Spectres de sortie expérimentaux avec le soliton étudié en couleur. (c) Traces d'autocorrélation expérimentales (trait plein coloré) et l'ajustement avec une fonction sécante hyperbolique carrée (trait pointillé noir). Sur la colonne de droite : durées à mi-hauteur des solitons déduites de l'ajustement (T_{exp}) et les valeurs cibles correspondantes (T_{simu}).

de droite. Les durées obtenues sont en excellent accord avec les cibles avec un écart relatif qui n'excède pas à 11 %, excepté pour le cas en jaune correspondant à la plus courte durée. En effet, dans ce dernier cas, la valeur finale du pitch de la fibre topographique atteint $1,2 \mu\text{m}$ [voir la figure 4.3 (b)]. Cette faible valeur de pitch, pour laquelle le modèle empirique de K. Saitoh et M. Koshiba [34] utilisé dans les calculs des propriétés de la fibre, atteint la limite de validité. Cette restriction peut facilement être surmontée en utilisant des calculs par éléments finis afin de déterminer précisément les propriétés des FOMs aux frais de long temps de calcul. Excepté pour ce léger écart, les mesures des propriétés des solitons sont très proches des cibles, démontrant avec succès la possibilité d'un contrôle simultané de la longueur d'onde et de la durée de soliton en utilisant les fibres topographiques.

Il est maintenant naturel de se poser la question des avantages de cette approche par rapport à l'accordabilité en puissance habituellement utilisée pour contrôler la longueur d'onde du soliton.

4.3.2 Comparaison avec les fibres optiques microstructurées uniformes

Afin de vérifier l'efficacité de la méthode utilisant des fibres topographiques, nous allons la comparer à la méthode classique avec des fibres uniformes mais une puissance d'injection variable. Pour cela, nous utiliserons la même impulsion issue de l'oscillateur Ti:Sa et des FOMs de même longueur totale et de même rapport $d/\Lambda = 0,75$. La borne haute de l'intervalle de pitches sera toutefois réduite à $2,5 \mu\text{m}$ afin de conserver une dispersion anormale à la longueur d'onde de pompe. De même, la puissance sera limitée à 1600 W car au-delà de cette valeur, le soliton atteint le pic d'absorption des ions HO^- situé à 1380 nm . La trajectoire et la durée du premier soliton éjecté en sortie de ces différentes FOMs uniformes sont calculées à partir de l'ESNLG.

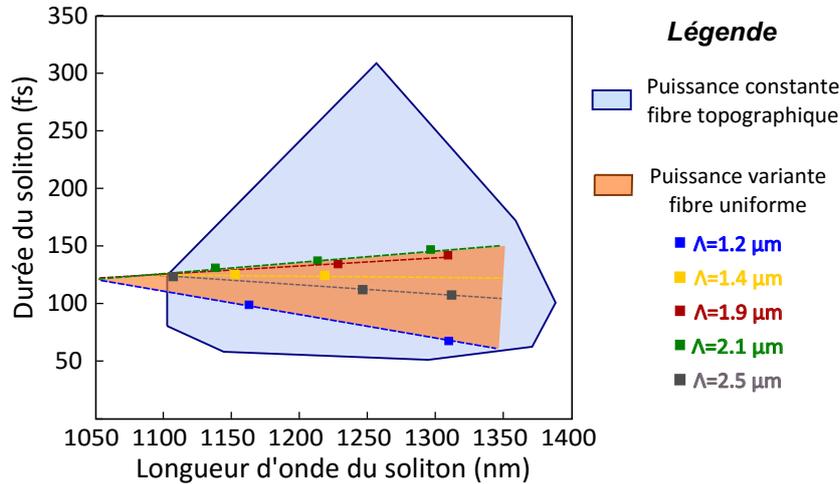


FIGURE 4.7 – L'aire orange montre les résultats des simulations de l'ESNLG pour des durées et longueurs d'onde de solitons accessibles dans des fibres uniformes (d'une longueur de $26,5 \text{ m}$) avec des valeurs de pitch entre $1,2$ et $2,5 \mu\text{m}$ en changeant la puissance d'entrée. L'aire bleue est reportée de la figure 4.2 (b) pour avoir une comparaison directe.

La figure 4.7 montre les valeurs des longueurs d'onde et durées accessibles du premier soliton éjecté, représentées par l'aire orange. Dans chaque cas, la longueur d'onde du soliton augmente avec la puissance de pompe. La durée du soliton est limitée à la gamme de $60\text{-}150 \text{ fs}$ que ce soit en changeant la puissance en entrée de la fibre ou en changeant la conception de la microstructure. Pour faciliter la comparaison, l'aire bleue est reportée de la figure 4.2 (b), elle est obtenue à puissance fixe, mais en utilisant les fibres topographiques. Cette comparaison directe met en évidence les avantages d'accéder à une plus large gamme de couple de valeur (durée

4.3. Résultats expérimentaux

et longueur d'onde) de soliton en sortie avec les fibres topographiques. En effet, l'utilisation de ces fibres spéciales permet d'obtenir une aire trois fois plus grande que l'aire obtenue avec les fibres uniformes.

4.3.3 Accordabilité en puissance dans les fibres topographiques

Un des inconvénients de l'approche du contrôle *simultané* est qu'un seul profil de fibre topographique correspond à un soliton d'entrée avec la bonne longueur d'onde, durée et puissance crête. De ce fait, cette section étudie l'évolution des propriétés du premier soliton éjecté en changeant la puissance d'entrée dans les fibres topographiques. Bien évidemment, la variation de la puissance d'entrée va générer un soliton différent en sortie de la section uniforme de 1,5 m. Le soliton en sortie de la fibre topographique sera donc différent de la cible.

La figure 4.8 résume l'évolution de la longueur d'onde et de la durée des solitons en changeant la puissance d'entrée dans les cinq différentes fibres employées dans ce travail. Les cercles correspondent aux solitons obtenus avec la puissance crête initiale de 300 W, selon les expériences de la figure 4.3. Les carrés correspondent aux mesures faites en variant la puissance d'entrée. Selon les différents profils de fibre topographique, la sensibilité en longueur d'onde du soliton avec la puissance d'entrée n'est pas la même, avec un impact plus ou moins significatif sur la durée du

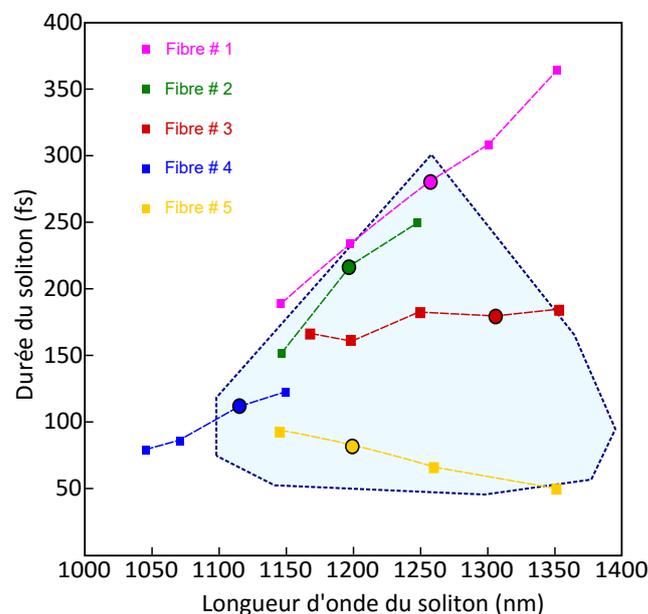


FIGURE 4.8 – Les cercles représentent les solitons obtenus avec une puissance crête initiale de 300 W. Les carrés représentent les solitons obtenus expérimentalement en changeant la puissance à l'entrée.

soliton. Néanmoins, dans chaque cas, la longueur d'onde du soliton peut s'accorder sur au moins 70 nm en gardant la durée du soliton d'une variation $< 15\%$ par rapport à la durée initialement ciblée.

Cette démonstration expérimentale montre qu'il est toujours possible d'obtenir une accordabilité en longueur d'onde sur 70 nm avec une faible modification de la durée des solitons dans les fibres topographiques.

4.3.4 Critère des impulsions limitées par la transformée de Fourier

D'un point de vue applicatif, l'un des principaux intérêts du développement de sources fibrées générant des solitons fondamentaux est que les impulsions sont limitées par la transformée de Fourier (soit non-chirpées). Cependant, dans cette étude, les solitons sont fortement perturbés par le comportement topographique du profil de la fibre, une interrogation se pose donc sur la nature des impulsions en sortie de fibre. Nous allons donc vérifier que le produit temps-fréquence des impulsions reste proche du critère de Fourier. Pour cela, la largeur spectrale $\Delta\nu$ et la durée à mi-hauteur ΔT des solitons correspondants aux marqueurs de la figure 4.8 ont été mesurés. Le produit temps-fréquence correspondant, $\Delta\nu \times \Delta T$, est reporté sur la figure 4.9, où la courbe en trait plein rouge représente la limite théorique du critère de Fourier

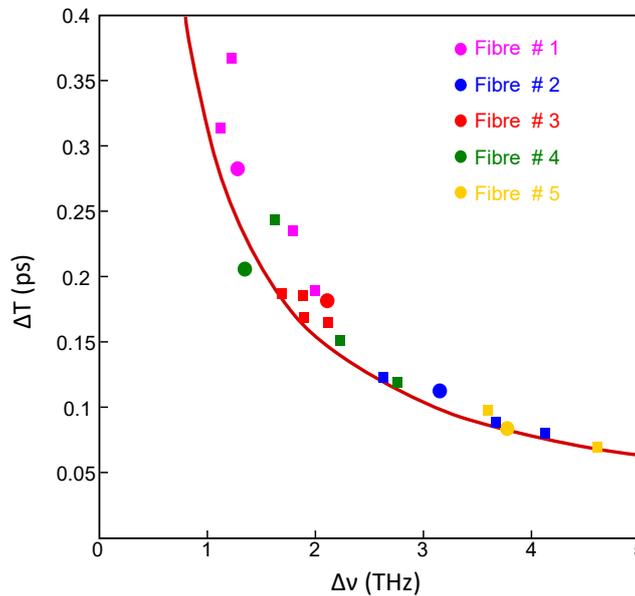


FIGURE 4.9 – Produits temps-fréquence obtenus en expériences, mesurés pour chaque fibre correspondant à toutes les données expérimentales de la figure 4.8. Le trait rouge correspond à la courbe théorique pour des impulsions de forme sécante hyperbolique carrée définie par $\Delta\nu \times \Delta T = 0,315$

4.4. Conclusion

(de 0,315 pour des impulsions de forme sécante hyperbolique carrée [75]). Toutes les mesures sont très proches de cette limite théorique, en considérant l'incertitude expérimentale des deux mesures. Ceci confirme le fait que la nature topographique mène à des modifications adiabatiques du soliton fondamental en entrée, obtenant ainsi des solitons fondamentaux de haute qualité (soit non-chirpés) en sortie de fibre.

4.4 Conclusion

Nous avons proposé et démontré une méthode pour contrôler simultanément la longueur d'onde et la durée d'un soliton en employant des fibres topographiques. La structure transverse de ces fibres est longitudinalement adaptée pour contrôler les dynamiques spectrale et temporelle du soliton tout au long de la fibre. Sa conception est faite à l'aide d'outils analytiques et semi-analytiques simples, ce qui évite l'utilisation de simulations numériques lourdes qui requièrent de long temps de calculs. Nous avons illustré ce concept expérimentalement en démontrant le contrôle simultané de la longueur d'onde sur 200 nm et de la durée de solitons sur la gamme de 80 à 280 fs. Nous avons aussi montré que ces impulsions étaient limitées par la transformée de Fourier et qu'elles pouvaient être accordables en longueur d'onde sur une plage de 70 nm sans modification notable de la durée.

Conclusion générale et perspectives

Ce manuscrit rapporte l'ensemble des travaux effectués dans le cadre de ma thèse qui s'est déroulée entre 2013 et 2016 au sein de l'équipe photonique du laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules de l'université de Lille. Elle porte sur l'étude des solitons et des ondes dispersives dans les fibres dont la dispersion varie le long de l'axe de propagation. Cette thèse, principalement expérimentale, a pour but d'étudier l'impact des variations longitudinales voulues et contrôlées des propriétés de guidage d'une fibre optique (fibre topographique) sur les solitons et les ondes dispersives. La réalisation de ces fibres optiques spéciales a permis d'observer des dynamiques inédites, jamais démontrées expérimentalement, liées à la propagation des solitons et des ondes dispersives.

Dans le premier chapitre, nous avons montré que dans une fibre optique uniforme une onde dispersive émise par un seul soliton est quasi-monochromatique. Pour pouvoir générer de multiples ondes dispersives à différentes longueurs d'onde, l'idée proposée dans le second chapitre, s'inspirant du travail numérique de F.R. Arteaga-Sierra *et. al* [47], était d'utiliser une fibre topographique. À la différence des travaux de la référence [47], les paramètres de la fibre furent ajustés de telle sorte que le spectre du soliton rencontre plusieurs fois le premier ZDW tout en tenant compte le décalage Raman du soliton. Nous avons expérimentalement démontré qu'un soliton unique était capable de générer 3 ondes dispersives à différentes longueurs d'onde.

Dans une autre configuration, nous avons étudié l'émission des ondes dispersives lorsque le soliton était au voisinage du second ZDW. Cette étude expérimentale a abouti à l'observation d'un phénomène inédit dans lequel une onde dispersive pouvait elle-même générer sa propre onde dispersive lorsqu'elle se situait en zone de dispersion anormale. Nous avons appelé ce processus la *cascade d'ondes dispersives*. Ces travaux ont aussi permis d'observer expérimentalement pour la première fois la génération d'une onde dispersive polychromatique d'une largeur de 150 nm, comme l'avait prédit C. Milián *et. al* numériquement [46].

Les travaux effectués dans le deuxième chapitre ont montré que les ondes dispersives restaient localisées temporellement lorsqu'elles étaient en zone de dispersion anormale. Le défi proposé dans le troisième chapitre était donc de transformer une onde dispersive en un soliton grâce à une adaptation appropriée des propriétés longitudinales de la fibre. Le défi fut relevé avec la première

démonstration expérimentale du processus que nous avons appelé *solitonisation*. La nature solitonique de l'impulsion a été validée théoriquement en résolvant le système de Zhakarov-Shabat.

Dans un second temps, l'enjeu était de démontrer un nouveau processus encore jamais étudié dans les fibres effilées. Dans ce processus, que nous avons appelé *soliton tunneling* en référence à l'effet tunnel étudié en mécanique quantique, nous avons numériquement démontré qu'un soliton fondamental pouvait se propager sur 3 m dans une zone de dispersion normale sans changement notable sur ses caractéristiques lors de son retour en zone de dispersion anormale. Une étude expérimentale préliminaire a permis d'obtenir une impulsion proche d'un soliton bien qu'elle se soit élargie de 0,2 à 1,2 ps dans un tunnel de 5 m de long.

Le dernier chapitre s'est consacré à une étude plus pratique en proposant une méthode pour contrôler *simultanément* les propriétés spectro-temporelles des solitons. Un algorithme semi-analytique précis a été généré à l'aide d'outils simples. Nous avons obtenu une large gamme de longueurs d'onde et de durées de solitons accessibles en sortie de fibre. Nous avons expérimentalement illustré ce concept avec cinq exemples différents qui ont démontré qu'un contrôle simultané de la longueur d'onde et de la durée de solitons femtoseconde, sur 200 nm et allant de 80 à 280 fs, était réalisable. Nous avons aussi vérifié que ces impulsions étaient limitées par la transformée de Fourier et qu'elles étaient accordables en longueur d'onde sur une plage de 70 nm.

Par soucis de cohérence, mes travaux de thèse concernant la microscopie ne sont pas dans le corps de ce manuscrit mais sont présentés en annexe B. Ces travaux ont pu aboutir à la réalisation de deux fibres à double gaine destinées à l'endo-microscopie non-linéaire. Dans le cadre d'un projet en partenariat avec l'université d'Aix-Marseille, nous avons réalisé une fibre délivrant des solitons de haute énergie. Dans le cadre d'un autre projet en partenariat avec l'université de Limoges, nous avons obtenu le premier endomicroscope non-linéaire SHG et à 2 photons.

⇒ Voie d'amélioration sur l'expérience du *soliton tunneling* :

Une étape d'amélioration est prévue dans le but de suivre le travail commencé sur le processus de *soliton tunneling*, expliqué dans le second chapitre. Nous envisageons de fabriquer une nouvelle fibre afin de démontrer expérimentalement ce processus avec le cas numérique expliqué dans la section 3.3.2. Cette suite sera menée dans le cadre de la thèse de Tomy Marest, débutée en octobre 2015. La démonstration de concept n'a encore jamais été illustrée ni numériquement, ni

expérimentalement dans la littérature.

⇒ Perspectives :

En conclusion de ces travaux de recherche, quelques perspectives sont envisageables. D'un point de vue applicatif, les travaux menés dans ce manuscrit lors de l'étude de la *solitonisation* montrent la possibilité de délivrer deux solitons fondamentaux à deux différentes longueurs d'onde comportant des puissances crêtes similaires. L'écartement entre les longueurs d'onde des deux solitons peut être ajusté simplement en modifiant les paramètres de la fibre et leur retard relatif (de l'ordre de quelques picosecondes) peut facilement être compensé à l'aide d'une ligne à retard optique. Ces propriétés peuvent faire un système complet pour le développement de sources impulsionnelles ultra-courtes à deux couleurs, limitées par la transformée de Fourier, utilisables pour des expériences de pompe-sonde par exemple.

Le contrôle simultané de la longueur d'onde et de la durée des solitons en sortie de fibre permettrait d'obtenir un système entièrement fibré remplaçant les oscillateurs ultra-rapides coûteux et volumineux. Il serait tout de même intéressant d'aller dans des gammes d'énergies des solitons supérieures à 100 pJ pour que ces sources soient performantes pour l'imagerie des échantillons biologiques. Pour remédier à ce problème, l'effilage de la fibre pourrait être combiné avec des fibres autres que les FOMs. Les fibres à bandes interdites photonique seraient une bonne alternative et ont déjà prouvé leur efficacité [26].

La liste des publications et des communications concernant les travaux présentés dans ce manuscrit est détaillée en annexe B.5. Ces travaux ont fait l'objet de 5 publications dans des journaux internationaux à comité de lecture [60, 76, 77, 78, 62] et de 2 communications orales présentées personnellement dans des conférences internationales à comité de lecture [79, 80].

ANNEXES

Le modèle de Gordon

Le modèle de J.P. Gordon [15] permet de calculer la longueur d'onde du soliton lors du décalage Raman (défini en section 1.2.3). La formule est déduite du recouvrement spectral entre le soliton et la bande de gain Raman. Pour obtenir cette formule, il est nécessaire de considérer l'approximation linéaire du gain Raman où $T_R = 3$ fs est la pente à l'origine. L'évolution de la fréquence centrale du soliton, ω_s , en fonction de sa propagation est définie par :

$$\frac{d\omega_s(z)}{dz} = -\frac{8|\beta_2(z)|T_R}{15T_0^4} \quad (\text{A.1})$$

Cependant, cette approximation n'est valable que lorsque la durée de l'impulsion est supérieure à 100 fs, typiquement. Il faut également négliger les ordres de dispersion supérieurs à deux ainsi que la dépendance spectrale du coefficient non-linéaire. C'est pourquoi plusieurs auteurs ont dérivé cette formule en tenant compte d'une réponse Raman réaliste ainsi qu'une durée T_s du soliton dépendante de z . Cette dépendance de T_s résulte des variations de β_2 et de γ ressenties par le soliton lors de son décalage. Ces nouveaux modèles ont montré un très bon accord quantitatif avec les simulations de résolution de l'ESNLG pour des durées supérieures à 60 fs [81, 69]. Pour des durées de solitons plus faibles, une erreur sur le décalage Raman prédit est constatée [74]. La raison de cette différence est liée à la nature même de la réponse non-linéaire de la silice qui fait intervenir une composante Kerr instantanée et une Raman retardée, qui s'écrit :

$$R(t) = (1 - f_R) \delta(t) + f_R h_R(t) \quad (\text{A.2})$$

où f_R est la contribution relative de l'effet Raman à la non-linéarité totale et $h_R(t)$ la réponse Raman de la silice. Lorsque la durée du soliton est plus courte ou du même ordre de grandeur que cette dernière, il est nécessaire de définir une nouvelle condition de propagation permettant de rétablir la compensation entre les effets de la dispersion et de la non-linéarité. Dans la référence [74], les auteurs proposent de définir un ordre de soliton N_{corr} dépendant de la durée T_s du soliton, et la relation 1.18 devient alors :

$$(1 - f_R + f_R K_2 [T_s(z)]) N^2 = N_{corr}^2 = 1 \quad (\text{A.3})$$

où K_2 est un facteur dépendant de la durée du soliton défini par [74]. Il tient compte de la forme de la réponse Raman sur la largeur spectrale du soliton et a été obtenu en effectuant un ajustement sur le terme non-linéaire de l'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée.

Cette nouvelle définition de l'ordre du soliton conduit donc à une modification des formules permettant le calcul du décalage solitonique. Le taux d'auto-décalage Raman s'écrit à présent :

$$\frac{d\langle\omega_s\rangle}{dz} = -\frac{f_R |\beta_2(z)| T_s(z) \pi}{4 K(t)} \times I(z) \quad (\text{A.4})$$

$$\text{avec } I(z) = \int \Im(\tilde{h}_R(\Omega)) \frac{\Omega^3}{\sinh^2\left(\frac{T_s(z)\pi\Omega}{2}\right)} d\Omega \quad (\text{A.5})$$

$$\text{et } K(t) = 1 - f_R + f_R K_2 [T_s(z)] \quad (\text{A.6})$$

Dans ces équations, ω_s est la pulsation centrale du soliton, $\Im(\tilde{h}_R(\Omega))$ est la partie imaginaire de la transformée de Fourier de la réponse Raman $h_R(t)$, $T_s(z)$ décrit l'évolution de la durée du soliton au cours de la propagation et s'écrit alors en fonction des dépendances longitudinales comme suit :

$$T_s(z) = \frac{\gamma(0)^2 |\beta_2(z)| K[T_s(0)]}{\gamma(z)^2 |\beta_2(0)| K[T_s(z)]} \times T_s(0) \quad (\text{A.7})$$

Les relations A.4 à A.7 permettent de prédire l'évolution de la longueur d'onde centrale et la durée d'un soliton durant l'auto-décalage Raman, et ainsi de décrire la dynamique complète d'un soliton le long de la fibre. De plus, ces relations nous informent que le contrôle de cette dynamique requiert un ajustement simultané des paramètres $\beta_2(z)$ et $\gamma(z)$ vus par le soliton (d'où notre proposition d'utiliser les fibres topographiques).

Fabrication et caractérisation de fibres destinées à l'endoscopie non-linéaire

Sommaire

B.1 Introduction	98
B.2 Fabrication d'une fibre optique double gaine	100
B.3 L'endomicroscopie non-linéaire in vivo	101
B.3.1 Évaluation de la valeur de la longueur d'onde de dispersion nulle	102
B.3.2 Mesure de la biréfringence de groupe	103
B.3.3 Mesure de l'ouverture numérique	104
B.3.4 Conclusion partielle	105
B.4 Solitons de hautes énergies dans des fibres BIP	106
B.4.1 Introduction	106
B.4.2 Fabrication de la fibre BIP à double gaine	107
B.4.3 Caractérisation modale	108
B.4.4 Caractérisation spectrale et énergétique des solitons	109
B.5 Conclusion	110

B.1 Introduction

La majorité des cancers (approximativement 85 %) se créent dans les tissus épithéliaux et progressent par plusieurs étapes pré-invasives avant de devenir entièrement malins. Un diagnostic cancéreux précoce est donc nécessaire. L'imagerie endoscopique par lumière blanche permet de visualiser la surface muqueuse d'organes creux et de cibler les zones suspectes éliminant le recours aux biopsies. L'endoscopie consiste à acheminer des impulsions tout en collectant la réponse lumineuse d'un tissu biologique par le biais d'une unique fibre optique comprenant deux gaines. Malheureusement, la plupart des lésions s'exposent à de faibles contrastes lumineux qui ne permettent pas d'être facilement discernées par le

B.1. Introduction

praticien. Dans le but d'améliorer la capacité de détecter les cancers précoces par endoscopie, des techniques optiques variées de spectroscopie ont été largement explorées. Parmi elles, la spectroscopie d'auto-fluorescence, hautement sensible, non-invasive, non-ionisante, sans besoin d'agents de contraste et entièrement compatible avec la procédure d'endoscopie, a été considérée comme l'un des outils de diagnostic les plus puissants. Cette technique est basée sur l'analyse de l'émission de fluorescence de fluorophores endogènes¹. Cependant, cette approche ne permet pas d'accéder à la structure macroscopique du tissu. Pour éviter cela, les recherches se sont portées sur une nouvelle méthode d'imagerie : la micro-endoscopie confocale de fluorescence fibrée, aussi appelée **endomicroscopie**. À ce jour, en clinique, la technique n'exploite la fluorescence uniquement par excitation visible mono-photon (imagerie linéaire).

En parallèle, la microscopie non-linéaire est devenue un outil d'investigation essentiel en biologie cellulaire et tissulaire. L'excitation à plusieurs photons comprend de nombreuses techniques aux travers de l'excitation par fluorescence [à deux (2PEF) ou trois (3PEF) photons²] ou de la génération d'harmonique [de seconde (SHG³) ou de troisième (THG⁴)]. La microscopie non-linéaire comprend de nombreux avantages comparé à la microscopie dite linéaire : (i) une profondeur de pénétration plus grande grâce à l'utilisation de la lumière infra-rouge qui se propage plus loin dans le tissu grâce à une plus faible diffusion (ii) la capacité de sectionnement optique performant grâce à une location spatiale pointue du processus multi-photonique (iii) une réduction significative des photo-dommages et photo-blanchiment dans la région se situant en dehors de la focalisation (iv) un rapport signal sur bruit élevé pour la détection grâce à la confocalité intrinsèque (les processus multiphotoniques sont spatialement limités à la zone de focalisation) et à la large différence entre les longueurs d'onde d'excitation et d'émission. Ces techniques de microscopie non-linéaire ont prouvé leur efficacité sur la détection précoce des lésions pulmonaires et du cancer [82, 83]. C'est pourquoi l'**endomicroscopie non-linéaire** ouvre un nouveau champ sur les diagnostics endoscopiques.

Le but de notre étude est de combiner les deux avantages de ces techniques (l'endoscopie et la microscopie non-linéaire) pour réaliser des endomicroscope non-linéaire. L'application visée a pour but le diagnostic précoce du cancer du poumon. En effet, le cancer du poumon est le plus fréquent des cancers dans le monde. De plus, la bronchoscopie par lumière blanche souffre d'une faible

1. molécules du corps humain naturellement fluorescente
2. 2/3PEF : Two/Three Photon Excited Fluorescence
3. SHG : Second Harmonic Generation
4. THG : Third Harmonic Generation

Annexe B. Fabrication et caractérisation de fibres destinées à l'endoscopie non-linéaire

sensibilité, spécialement pour les lésions précoces.

Le laboratoire XLIM de l'université de Limoges et l'institut Fresnel de l'université de Aix-Marseille (groupe Mosaïc) nous ont contactés afin de concevoir, fabriquer et caractériser une fibre optique destinée à l'endoscopie. Seul le moyen d'acheminement des impulsions diffère dans les deux études. Dans la première partie de cette annexe, la gaine microstructurée interne est en air/silice, comme décrit selon le premier chapitre dans la section 1.1.1. Dans la deuxième partie, la gaine interne est une fibre à bande interdite photonique permettant de délivrer des impulsions solitoniques plus puissantes. Les étapes de fabrication, la réalisation et la caractérisation de ces deux fibres optiques seront présentées dans cette annexe.

B.2 Fabrication d'une fibre optique double gaine

Pour fabriquer une fibre optique double gaine destinée à la microscopie non-linéaire, les contraintes requises sont les suivantes :

- Un petit cœur solide pour une haute résolution spatiale,
- Un maintien de polarisation pour maîtriser de l'acheminement des impulsions et avoir une réponse SHG sélective en polarisation,
- Un caractère monomode au-delà de 700 nm pour éviter la dispersion intermodale qui pourrait détériorer la génération des impulsions femtosecondes,
- Une large double gaine et une large ouverture numérique pour avoir un champ de vue important ($>200\ \mu\text{m}$) et collecter le maximum de réponse lumineuse.

Le premier chapitre en section 1.3 décrit les étapes de fabrication d'une FOM. La méthode d'"empilage-étirage" permet d'obtenir une canne constituant la préforme. La préforme d'une fibre double gaine est montrée sur la figure B.1 (a). La canne, située au centre, sert de gaine interne afin d'acheminer les impulsions jusqu'au tissu biologique. La canne est entourée d'un capillaire de silice et d'un tube avec des trous d'air pour former la double gaine et collecter la lumière émise par le tissu. Un système de pressurisation est mis en place en amont de la préforme pour envoyer une pression, nommée P1 sur la figure B.1 (a), dans les trous d'air de la canne. Cette pression forme les trous d'air de la gaine microstructurée. Une autre pression, nommée P3 et différente de P1, va permettre de former les trous d'air de la gaine externe. La taille de l'épaisseur des ponts de silice se situant entre ces trous d'air est

B.3. L'endomicroscopie non-linéaire in vivo

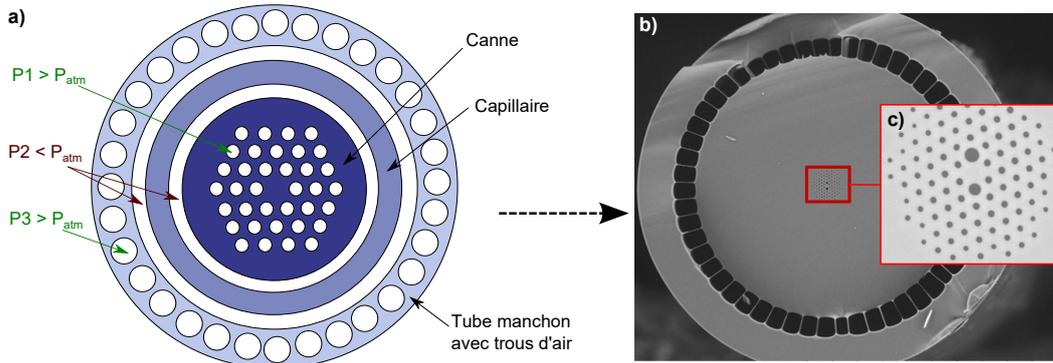


FIGURE B.1 – (a) Représentation schématique de la fabrication de la préforme d'une fibre optique à double gaine. (b) Photo MEB de la fibre finale. (c) Image MEB de la gaine interne.

liée à l'ouverture numérique (nous l'étudierons dans la prochaine section). Ensuite, une pression, nommée $P2$, permet de joindre le capillaire à la gaine interne et à la gaine externe. La fibre double gaine fabriquée est montrée sur la figure B.1 (b). On constate que la petite gaine interne est entourée d'une large surface de silice constituant la gaine externe. La gaine interne microstructurée est visible sur la figure B.1 (c). La fibre est composée d'un cœur de $3,55 \mu\text{m}$, de deux plus gros trous d'air au centre pour posséder deux axes neutres de polarisation et un large diamètre de collection de $188 \mu\text{m}$.

B.3 L'endomicroscopie non-linéaire in vivo

Le but de ce projet est d'effectuer de l'imagerie non-linéaire (SHG et 2PEF) à l'intérieur d'un corps vivant avec un endoscope. Les impulsions sont préalablement compensées à l'aide d'un ensemble constitué de prismes et de réseaux, appelé GRISM [84], pour permettre de générer des impulsions très courtes durées (d'environ 40 fs) limitées par la transformée de Fourier. La fibre va délivrer les impulsions sans les déformer qui seront ensuite acheminées à l'aide d'une sonde sur l'échantillon. Les réponses SHG et 2PEF seront ensuite collectées dans la même fibre pour être ensuite détectées par des systèmes de détection situés en amont de la fibre.

Cette partie se consacre à la détermination expérimentale de la valeur du ZDW et à la mesure de la biréfringence pour assurer le bon acheminement des impulsions dans la gaine interne. La mesure de l'ouverture numérique de la seconde gaine sera déterminée dans le but de collecter efficacement la réponse lumineuse.

B.3.1 Évaluation de la valeur de la longueur d'onde de dispersion nulle

La FOM est montrée sur la figure B.1 c). Elle est constituée d'un cœur solide de 3,5 μm de diamètre dans lequel la lumière infra-rouge est guidée par réflexion totale interne modifiée. Les paramètres de la FOM sont conçus de telle sorte qu'à 800 nm, la dispersion chromatique se situe en zone de dispersion normale afin d'éviter la formation de solitons. Pour vérifier ce critère, nous utilisons une source accordable à l'aide d'un oscillateur Ti:Sa générant des impulsions de 140 fs de durée. La longueur d'onde centrale des impulsions va progressivement augmenter jusqu'à recouvrir le ZDW. La figure B.2 résume les résultats obtenus en injectant une impulsion de pompe sur l'un des axes neutre de cette fibre d'une longueur de 5 m. Ces résultats montrent qu'aux longueurs d'onde de 800 et 850 nm [figures B.2 (a) et (b)], la dispersion est normale, l'impulsion de pompe est large spectralement, ceci étant dû à la présence de l'auto-modulation de phase (expliqué en section 1.1.5). On peut remarquer sur la figure B.2 (c) que lorsque l'impulsion de pompe est centrée à la longueur d'onde de 900 nm, son spectre recouvre la valeur du ZDW, générant une composante spectrale vers 990 nm. Ces résultats permettent de vérifier expérimentalement la valeur de la longueur d'onde du ZDW qui se situe vers 975 nm.

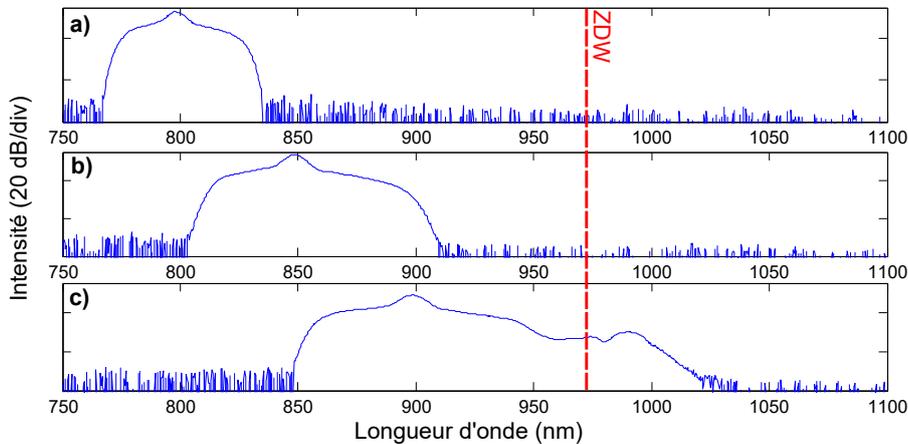


FIGURE B.2 – a - c : Spectres en sortie de la fibre montrée en figure B.1 (c) en injectant une impulsion de pompe de 140 fs de durée centrée à 800, 850 et 900 nm, respectivement. La ligne verticale en pointillé rouge représente la valeur du ZDW.

Ainsi, les impulsions centrées à 800 nm (qui seront utilisées dans les futures expériences) sont assez éloignées de la valeur du ZDW, évitant de se fissionner et de générer des solitons. La valeur de la dispersion à 800 nm est de 228 fs^2/cm . Elle est utile pour optimiser la ligne GRISM située en amont du dispositif.

B.3. L'endomicroscopie non-linéaire in vivo

B.3.2 Mesure de la biréfringence de groupe

On remarque sur la figure B.1 (c) que la fibre utilisée contient deux gros trous d'air lui permettant de maintenir l'état de polarisation sur deux axes neutres de la fibre. Nous allons donc mesurer la valeur de la biréfringence de groupe avec la méthode de spectre cannelé. Pour cela, l'état de polarisation d'un laser à large spectre (type supercontinuum) est aligné entre les deux axes neutres de la fibre grâce à la combinaison d'un polariseur et d'une lame demi-onde. La source blanche est ensuite injectée dans la fibre et un analyseur est placé en sortie de la fibre. Le résultat obtenu est mesuré avec un analyseur de spectre optique. Il est visible sur la figure B.3 (a).

Le spectre cannelé permet de calculer la biréfringence de groupe, B_g , grâce à la relation :

$$B_g = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda \times L} \quad (\text{B.1})$$

λ_0 est la valeur centrale de la longueur d'onde désirée, $\Delta\lambda$ est la différence entre les valeurs des longueurs d'onde situées entre deux intensités maximales autour λ_0 et L est la longueur de fibre.

La mesure de la biréfringence à la longueur d'onde de 800 nm [visible sur la figure B.3 (b)] indique que la biréfringence de groupe est élevée et égale à $3,4 \times 10^{-4}$. Par conséquent, le cœur de la fibre peut être considéré à maintien de polarisation avec un rapport d'extinction supérieur à 15 dB. Il est donc possible de délivrer des

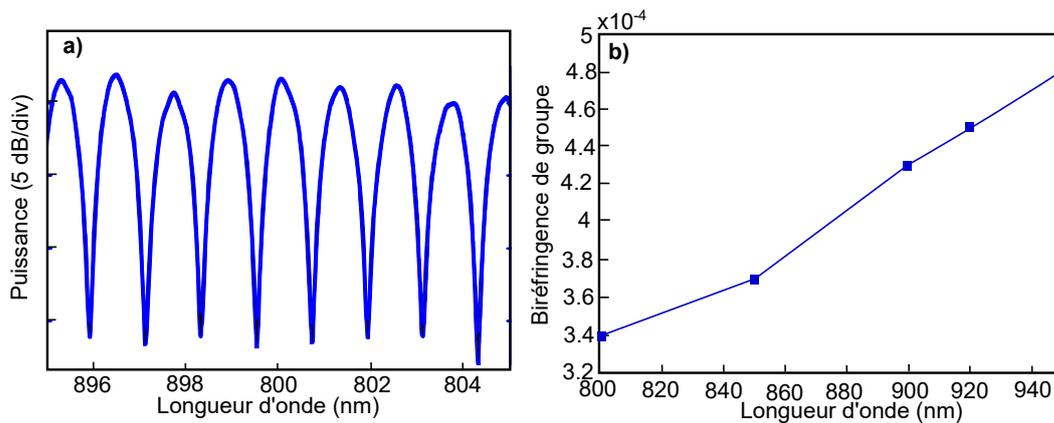


FIGURE B.3 – (a) Spectre cannelé mesuré en sortie de fibre. (b) Biréfringence de groupe en fonction de la longueur d'onde associée au spectre cannelé.

Annexe B. Fabrication et caractérisation de fibres destinées à l'endoscopie non-linéaire

impulsions sur deux états de polarisation linéaires orthogonales en sortie de fibre. Les impulsions délivrées ne seront pas détériorées par le couplage entre les deux modes de polarisation. La disponibilité d'avoir deux états de polarisation en sortie de fibre permettra de faire de la polarimétrie non-linéaire endoscopique des espèces biologiques [85, 86].

Les mesures précédentes ont indiqué qu'il était possible d'acheminer des impulsions lumineuses tout en ayant un contrôle sur l'état de polarisation. La prochaine section se consacre à la gaine externe de la fibre. Elle permet de collecter la lumière émise par le tissu biologique en utilisant la même fibre optique.

B.3.3 Mesure de l'ouverture numérique

Le cœur interne et sa gaine microstructurée sont entourés d'une seconde gaine de silice agissant comme un cœur de collection de très large diamètre de 188 μm [voir la figure B.1 b)]. Dans cette zone, le guidage de la lumière (fortement multimode) est permis à l'aide de l'anneau extérieur constitué de trous d'air (généralement appelé "air-clad" dans la littérature). L'ouverture numérique (ON) dépend fortement de l'épaisseur des ponts de silice entre les trous d'air [87]. Il est donc important d'ajuster précisément la pression injectée dans ces trous d'air lors du processus de fibrage. En effet, une fine épaisseur des ponts de silice permettrait d'avoir une large ouverture numérique mais rendrait la fibre cassante et donc très difficile à manipuler et à cliver. L'épaisseur des ponts de silice de la gaine externe de la fibre fabriquée est de 350 nm. Le dispositif expérimental mis en place pour caractériser la fibre est montré sur la figure B.4. Un verre dépoli est placé devant une source à spectre large préalablement filtrée à la longueur d'onde de collection. Il permet de diffuser la source pour illuminer uniformément la totalité de la gaine externe. La fibre se déplace sur un bras motorisé (symbolisé par les carrés rouges sur la figure B.4) devant une photo-diode fixe.

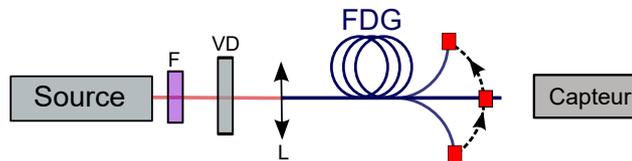


FIGURE B.4 – Dispositif expérimental pour mesurer l'ouverture numérique de la fibre. F : filtre, VD : Verre dépoli, L : Lentille, FDG : Fibre double gaine.

Le résultat de la mesure de l'ON de la fibre est montré sur la figure B.5. L'ON est relié à l'angle θ , défini entre le capteur et la fibre, par $\text{ON} = \sin(\theta/2)$. Nous

B.3. L'endomicroscopie non-linéaire in vivo

mesurons une ouverture numérique de 0,3 à la longueur d'onde de 400 nm.

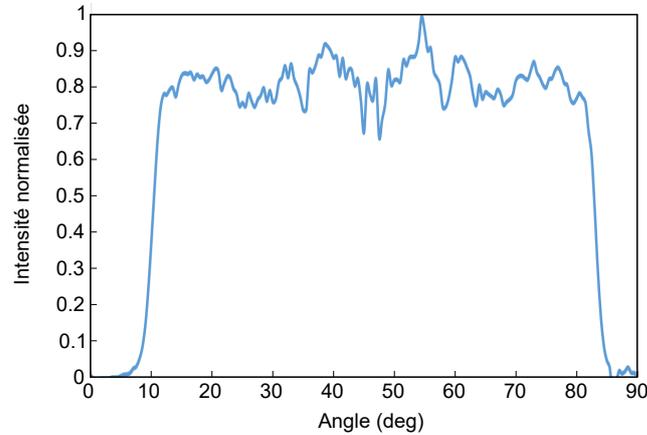


FIGURE B.5 – Intensité lumineuse reçue en sortie de fibre à 400 nm en fonction de la position angulaire de la fibre selon le schéma de la figure B.4.

Le diamètre externe de la fibre double gaine mesure $266\ \mu\text{m}$. Grâce à une couche de polymère de $120\ \mu\text{m}$ d'épaisseur qui recouvre la fibre, celle-ci devient flexible et peut être pliée à un rayon inférieur à 1 cm sans se rompre et cela sans perte de courbure ni dans le cœur interne, ni dans l'externe.

Ainsi, l'ouverture numérique et le large diamètre de la gaine externe permettent une efficace collection de la réponse lumineuse dans la région du visible.

B.3.4 Conclusion partielle

La fibre réalisée pour le laboratoire XLIM est une fibre double gaine d'une longueur de 5 mètres permettant d'envoyer des impulsions dans un cœur interne de $3,5\ \mu\text{m}$ de diamètre sans les déformer tout en assurant un maintien de la polarisation. La réponse peut être efficacement collectée par une gaine externe grâce à une ouverture numérique relativement élevée dans la région du visible. Cette fibre a permis de mettre au point le premier microendoscope non-linéaire ayant des performances comparables à celle d'un microscope de table. L'imagerie non-linéaire ex-vivo d'un rein d'une souris vivante (anesthésiée) a été possible avec la réalisation de la fibre double gaine, montrée sur la figure B.6. De plus, pour la première fois, une imagerie en profondeur (jusque $300\ \mu\text{m}$) et en temps réel a été réalisée sur un tissu biologique.

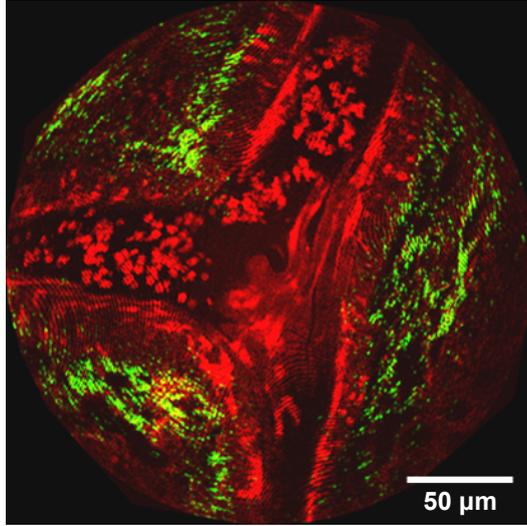


FIGURE B.6 – Image ex-vivo d’une artère d’un rein de souris. Le signal vert correspond à la réponse SHG et le signal rouge correspond à la réponse 2PEF d’une excitation à 810 nm. Puissance moyenne sur l’échantillon : 15 mW avec une cadence de 8 images/s.

B.4 Solitons de hautes énergies dans des fibres BIP

B.4.1 Introduction

Les sources de solitons basées sur le SSFS permettent de générer des impulsions courtes, limitées par la transformée de Fourier, facilement accordables en longueur d’onde. Cependant, ces techniques souffrent d’une faible énergie des impulsions délivrées par ces sources dans la gamme spectrale 800-1100 nm. Cette limitation est liée à la nature même des FOM air/silice dont les propriétés de dispersion et de non-linéarité ne peuvent fournir des solitons dont l’énergie dépasse 100 pJ [22].

Dans le cadre d’un autre projet en partenariat avec l’Institut Fresnel de Marseille, le groupe spécialisé dans le domaine de la bio-photonique s’est intéressé à l’augmentation de l’énergie générée par les solitons en sortie d’une fibre optique. Contrairement au projet précédent, l’acheminement des impulsions se fait par une fibre optique à bande interdite photonique (BIP). La gaine microstructurée de ces fibres se compose d’air, de silice mais aussi de silice dopée au Germanium. L’énergie du soliton, E_{sol} , est définie par :

$$E_{sol} = \frac{2|\beta_2|}{T_0 \gamma} \quad (\text{B.2})$$

B.4. Solitons de hautes énergies dans des fibres BIP

L'avantage de ces fibres BIP est qu'elles présentent une non-linéarité (γ) plus faible et une dispersion ($|\beta_2|$) plus grande comparé aux FOM air/silice. Elles permettent donc de transmettre, pour une durée (T_0) similaire, un soliton plus puissant [26].

En poursuivant le travail réalisé par S. Saint-Jalm *et. al* [26], les théoriciens du laboratoire ont calculé les propriétés de non-linéarité et de dispersion de la fibre BIP avec la méthode par éléments finis. Ils ont remarqué qu'une conception plus simple de la microstructure de la BIP était possible. Une fibre utilisant moins de silice dopée au Germanium permet d'obtenir des propriétés de non-linéarité et de dispersion proches de la fibre utilisée dans les travaux de [26]. Le but de ce travail est donc de fabriquer une nouvelle fibre double gaine et de la caractériser pour obtenir le premier endomicroscope non-linéaire générant des solitons de haute énergie.

B.4.2 Fabrication de la fibre BIP à double gaine

La conception de la fibre à double gaine est comme montré en section B.2 mis à part concernant la gaine interne qui n'est plus une FOM air/silice dans cette étude mais une fibre BIP. La fibre double gaine fabriquée est montrée sur la figure B.7 (a), le diamètre de la gaine externe est de $140 \mu\text{m}$ (il permet une efficace collection de la réponse lumineuse). L'agrandissement autour de son cœur interne sur la figure B.7 (b) montre que la microstructure de la fibre BIP est constituée de silice, d'air et de silice dopée au Germanium. Les caractéristiques de cette fibre ont été mesurées au microscope électronique à balayage et sont les suivantes : la taille du cœur est de $2,5 \mu\text{m}$, le pas entre deux plots de Germanium est de $\Lambda_{Ge} = 1,8 \mu\text{m}$

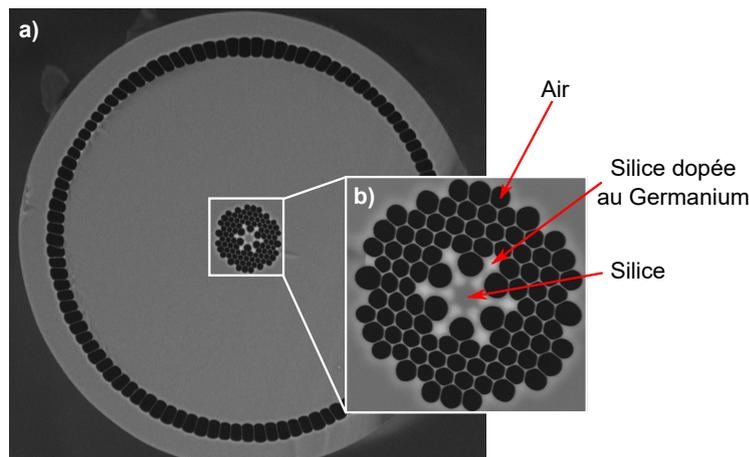


FIGURE B.7 – (a) Image au microscope électronique à balayage (MEB) de la fibre BIP double gaine. (b) Agrandissement autour du cœur interne.

Annexe B. Fabrication et caractérisation de fibres destinées à l'endoscopie non-linéaire

et le pas entre deux trous d'air est de $\Lambda_{air} = 2,4 \mu\text{m}$. Ces paramètres sont assez proches de la conception de la fibre déterminée par les théoriciens ($\Lambda_{Ge} = 2,1 \mu\text{m}$ et $\Lambda_{air} = 2,1 \mu\text{m}$). Notons que le cœur de la fibre étant peu déformé, celle-ci est faiblement biréfringente.

Le comportement du guidage par les fibres BIP n'est pas similaire à celui des FOM air/silice. Afin de voir l'impact sur le profil du modal dans ces fibres, nous allons étudier la forme du profil du mode fondamental lorsqu'on injecte une impulsion centrée autour de 800 nm.

B.4.3 Caractérisation modale

Tout d'abord, il faut noter qu'un alignement rigoureux du laser est indispensable lorsqu'on utilise ce type de fibre. Le profil du mode en champ proche est visualisé à l'aide d'une caméra en injectant une impulsion de faible puissance dans la fibre BIP. Dans ce travail, l'injection sera toujours centrée de sorte à exciter uniquement le mode fondamental étudié par les théoriciens et montré sur la figure B.8. En effet, comme la dispersion chromatique est différente sur chaque mode, l'analyse des solitons sur le mauvais profil de mode peut alors fausser les résultats.

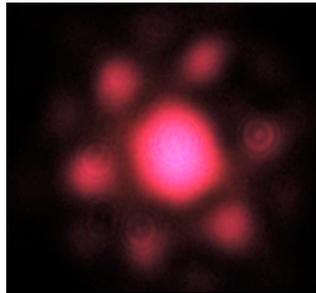


FIGURE B.8 – Profil du mode fondamental en injectant une impulsion centrée à 800 nm dans fibre BIP à double gaine d'une longueur de 5 m.

Après avoir caractérisé le profil du mode fondamental sur lequel vont se propager les impulsions, la section suivante se consacre à l'étude spectrale des solitons générés dans cette fibre BIP.

B.4. Solitons de hautes énergies dans des fibres BIP

B.4.4 Caractérisation spectrale et énergétique des solitons

Il a été précédemment montré dans la section 1.2.3 qu'il était possible de décaler spectralement un soliton avec le SSFS en faisant varier la puissance d'entrée. La procédure utilisée est la même afin de décaler spectralement les solitons générés en sortie de la fibre BIP. La figure B.9 résume les résultats obtenus en augmentant la puissance en entrée de la fibre. La figure B.9 (a) montre les premiers spectres obtenus à l'aide d'un oscillateur Ti:Sa émettant des impulsions de 140 fs centrées à 800 nm. Après la fission de la pompe, les solitons se décalent vers les hautes longueurs d'onde. La figure B.9 (a) montre différents solitons tracés en vert, bleu, rouge et noir se situant à 865, 900 et 950 nm, respectivement. La figure B.9 b) montre, pour des puissances encore plus élevées, les solitons tracés en bleu, rouge et vert se situant à 1000, 1050 et 1075 nm, respectivement. On remarque sur ces deux figures que les solitons sont bien isolés du résidu de pompe. On peut ainsi les filtrer correctement pour les caractériser. Au-delà de 1075 nm, le soliton n'est plus capable de se décaler par effet Raman à cause du bord de BIP [69].

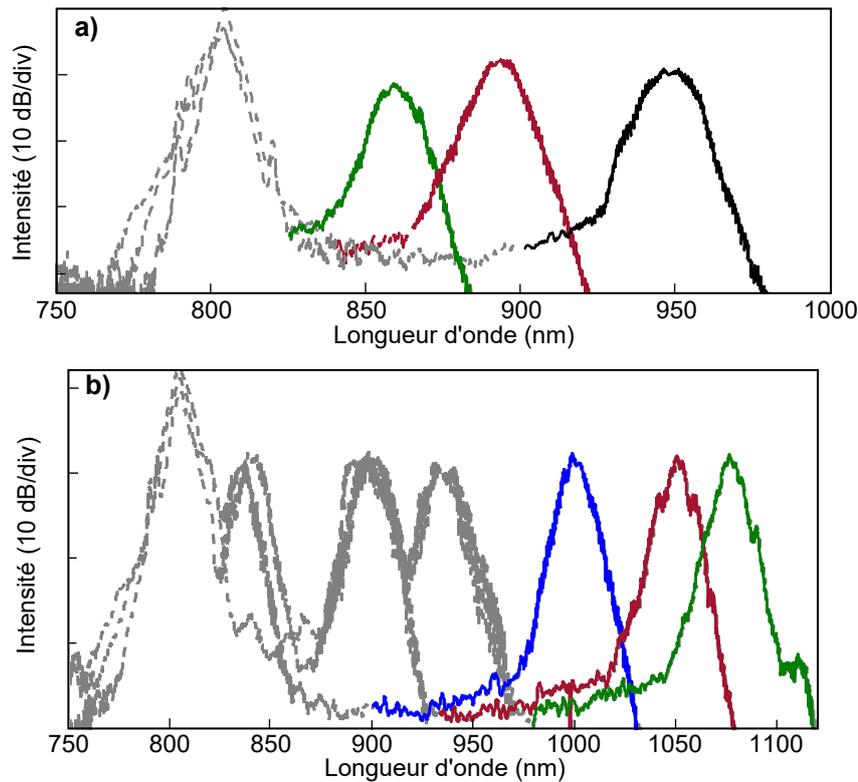


FIGURE B.9 – Spectres en sortie des fibres BIP en changeant la puissance en entrée de fibre.

Annexe B. Fabrication et caractérisation de fibres destinées à l'endoscopie non-linéaire

Un filtre passe-haut adapté et un mesureur de puissance sont ensuite placés en sortie de la fibre afin d'évaluer l'énergie des solitons montrés ci-dessus. Sur la figure B.10 on remarque que la valeur maximale de l'énergie du soliton atteint 90 pJ à 1080 nm. Cette valeur reste faible comparée à celle obtenue dans la référence [26] dans laquelle l'énergie des solitons était de 90 pJ à 880 nm. Une nouvelle fabrication permettrait d'obtenir des valeurs de pitch se rapprochant des valeurs théoriques. Il serait ainsi possible d'avoir des résultats similaires à ceux obtenus dans la référence [26].

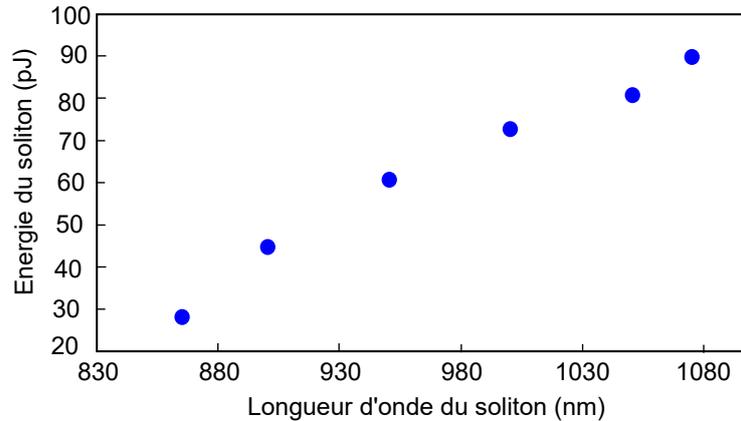


FIGURE B.10 – Évolution de l'énergie des solitons figurés en B.9 en fonction de la longueur d'onde.

L'étude préliminaire de ce projet a donc mené à l'obtention d'une fibre BIP double gaine, permettant d'acheminer des solitons sur le mode fondamental et de collecter la réponse lumineuse à l'aide d'une gaine externe de 140 μm de diamètre. Nous avons expérimentalement vérifié que ces solitons étaient accordables en longueur d'onde grâce à la variation de la puissance de l'impulsion d'entrée jusque 1075 nm, avec des énergies allant jusque 90 pJ.

B.5 Conclusion

La sollicitation de nos services dans les deux projets menés par les laboratoires de Limoges et de Marseille a eu pour but de réaliser un micro-endoscope non-linéaire. La fibre se compose de deux gaines. La gaine interne est microstructurée, elle permet d'acheminer des impulsions très courtes, limitées par la transformée de Fourier. La gaine externe de large diamètre est entourée d'une couronne de trous d'air entre lesquels les ponts de silice, très fins, permettent d'obtenir une large ouverture numérique afin de collecter efficacement la réponse lumineuse émise par

B.5. Conclusion

le tissu biologique.

Le premier projet en partenariat avec le laboratoire de Limoges a permis de mettre au point le premier micro-endoscope non-linéaire ayant des performances comparables à celles d'un microscope de table.

Le deuxième projet portait sur la première réalisation d'une fibre double gaine permettant d'acheminer des impulsions solitoniques de haute énergie.

Bibliographie

- [1] J. Russell, "Report of the 14th Meeting of the British," 1844. (Cité en page 4.)
- [2] N. J. Zabusky and M. D. Kruskal, "Interaction of "Solitons" in a Collisionless Plasma and the Recurrence of Initial States," *Physical Review Letters*, vol. 15, pp. 240–243, aug 1965. (Cité en page 4.)
- [3] A. Hasegawa and F. Tappert, "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers," *Applied Physics Letters*, vol. 23, no. 3, p. 142, 1973. (Cité en page 4.)
- [4] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, and J. P. Gordon, "Experimental Observation of Picosecond Pulse Narrowing and Solitons in Optical Fibers," *Physical Review Letters*, vol. 45, pp. 1095–1098, sep 1980. (Cité en page 4.)
- [5] R. H. Stolen, W. J. Tomlinson, and L. F. Mollenauer, "Observation of pulse restoration at the soliton period in optical fibers," *Optics Letters*, vol. 8, p. 186, mar 1983. (Cité en page 4.)
- [6] W. Hodel and H. P. Weber, "Decay of femtosecond higher-order solitons in an optical fiber induced by Raman self-pumping," *Optics letters*, vol. 12, pp. 924–6, nov 1987. (Cité en page 4.)
- [7] K. Tai, N. Bekki, and A. Hasegawa, "Fission of optical solitons induced by stimulated Raman effect," *Optics Letters*, vol. 13, p. 392, may 1988. (Cité en pages 4 et 29.)
- [8] P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, Y. C. Lee, and H. H. Chen, "Nonlinear pulse propagation in the neighborhood of the zero-dispersion wavelength of monomode optical fibers," *Optics Letters*, vol. 11, p. 464, jul 1986. (Cité en pages 4 et 37.)
- [9] P. K. Wai, C. R. Menyuk, H. H. Chen, and Y. C. Lee, "Soliton at the zero-group-dispersion wavelength of a single-model fiber.," *Optics letters*, vol. 12, pp. 628–30, aug 1987. (Cité en page 4.)
- [10] P. Beaud, W. Hodel, B. Zysset, and H. Weber, "Ultrashort pulse propagation, pulse breakup, and fundamental soliton formation in a single-mode optical fiber," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 23, pp. 1938–1946, nov 1987. (Cité en pages 4, 28 et 29.)
- [11] L. F. Mollenauer and K. Smith, "Demonstration of soliton transmission over more than 4000 km in fiber with loss periodically compensated by Raman gain," *Optics Letters*, vol. 13, p. 675, aug 1988. (Cité en page 4.)
- [12] J. P. Gordon and H. A. Haus, "Random walk of coherently amplified solitons in optical fiber transmission.," *Optics letters*, vol. 11, no. 10, pp. 665–667, 1986. (Cité en page 4.)

Bibliographie

- [13] E. M. Dianov, A. I. Karasik, P. V. Mamyshev, A. M. Prokhorov, and V. N. Serkin, “Stimulated-Raman conversion of multisoliton pulses in quartz optical fibers,” *JETP lett.*, vol. 41, pp. 294–297, 1985. (Cité en page 4.)
- [14] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, “Discovery of the soliton self-frequency shift,” *Optics letters*, vol. 11, no. 10, pp. 659–661, 1986. (Cité en pages 4, 23 et 76.)
- [15] J. P. Gordon, “Theory of the soliton self-frequency shift,” *Optics letters*, vol. 11, pp. 662–4, oct 1986. (Cité en pages 4, 7, 23, 76, 77 et 96.)
- [16] N. Nishizawa and T. Goto, “Compact system of wavelength-tunable femtosecond soliton pulse generation using optical fibers,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, pp. 325–327, mar 1999. (Cité en pages 4, 23 et 77.)
- [17] J. C. Knight, T. a. Birks, P. S. J. Russell, and D. M. Atkin, “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding : errata,” *Optics Letters*, vol. 22, p. 484, apr 1997. (Cité en pages 5, 9 et 11.)
- [18] P. Russell, “Photonic Crystal Fibers,” *Science*, vol. 299, pp. 358–362, jan 2003. (Cité en pages 5, 10 et 30.)
- [19] J. K. Ranka, R. Windeler, and A. J. Stentz, “Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm,” *Optics Letters*, vol. 25, p. 25, jan 2000. (Cité en page 5.)
- [20] I. Cormack, D. Reid, W. Wadsworth, J. Knight, and P. S. Russell, “Observation of soliton self-frequency shift in photonic crystal fibre,” *Electronics Letters*, vol. 38, no. 4, p. 167, 2002. (Cité en page 5.)
- [21] E. Andresen, V. Birkedal, J. Thøgersen, and S. Keiding, “Tunable light source for coherent anti-Stokes Raman scattering microspectroscopy based on the soliton self-frequency shift.,” *Optics letters*, vol. 31, pp. 1328–30, may 2006. (Cité en pages 5 et 76.)
- [22] E. Andresen and H. Rigneault, “Soliton dynamics in photonic-crystal fibers for coherent Raman microspectroscopy and microscopy,” *Optical Fiber Technology*, vol. 18, pp. 379–387, sep 2012. (Cité en pages 5, 76 et 106.)
- [23] N. G. Horton, K. Wang, D. Kobat, C. G. Clark, F. W. Wise, C. B. Schaffer, and C. Xu, “In vivo three-photon microscopy of subcortical structures within an intact mouse brain,” *Nature Photonics*, vol. 7, pp. 205–209, jan 2013. (Cité en pages 5 et 76.)
- [24] H. N. Paulsen, K. M. Hilligse, J. Thøgersen, S. R. Keiding, and J. J. Larsen, “Coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy with a photonic crystal fiber based light source,” *Optics Letters*, vol. 28, p. 1123, jul 2003. (Cité en pages 5 et 76.)

-
- [25] C. Xu and F. W. Wise, “Recent advances in fibre lasers for nonlinear microscopy,” *Nature Photonics*, vol. 7, pp. 875–882, oct 2013. (Cité en pages 5 et 76.)
- [26] S. Saint-Jalm, E. R. Andresen, P. Ferrand, A. Bendahmane, A. Mussot, O. Vanvincq, G. Bouwmans, A. Kudlinski, and H. Rigneault, “Fiber-based ultrashort pulse delivery for nonlinear imaging using high-energy solitons,” *Journal of biomedical optics*, vol. 19, p. 086021, aug 2014. (Cité en pages 5, 92, 107 et 110.)
- [27] M. Droques, A. Kudlinski, G. Bouwmans, G. Martinelli, and A. Mussot, “Experimental demonstration of modulation instability in an optical fiber with a periodic dispersion landscape,” *Optics Letters*, vol. 37, p. 4832, dec 2012. (Cité en pages 5 et 38.)
- [28] J. C. Tchahame, J. Beugnot, H. Maillotte, A. Kudlinski, and T. Sylvestre, “Multimode Brillouin scattering in a long tapered photonic crystal fiber,” in *Opto-Electronics and Communications Conference (OECC)* (IEEE, ed.), vol. 392, p. 59655, 2015. (Cité en page 5.)
- [29] J. Knight, J. Arriaga, T. Birks, A. Ortigosa-Blanch, W. Wadsworth, and P. Russell, “Anomalous dispersion in photonic crystal fiber,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, pp. 807–809, jul 2000. (Cité en page 9.)
- [30] Cregan, Mangan, Knight, Birks, Russell, Roberts, and Allan, “Single-Mode Photonic Band Gap Guidance of Light in Air,” *Science (New York, N.Y.)*, vol. 285, pp. 1537–1539, sep 1999. (Cité en page 9.)
- [31] J. Stone and G. E. Walrafen, “Overtone vibrations of OH groups in fused silica optical fibers,” *The Journal of Chemical Physics*, vol. 76, pp. 1712–1722, feb 1982. (Cité en page 11.)
- [32] G. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. fifth edit ed., 2013. (Cité en pages 15, 16, 20 et 29.)
- [33] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*. Academic Press, 2ème éd., 2003. (Cité en page 17.)
- [34] K. Saitoh and M. Koshiba, “Empirical relations for simple design of photonic crystal fibers,” *Optics Express*, vol. 13, no. 1, p. 267, 2005. (Cité en pages 19, 33, 34, 62, 78 et 85.)
- [35] N. N. Akhmediev, V. M. Eleonskii, and N. E. Kulagin, “Exact first-order solutions of the nonlinear Schrodinger equation,” *Theoretical and Mathematical Physics*, vol. 72, pp. 809–818, aug 1987. (Cité en page 20.)
- [36] R. H. Stolen, “Raman Oscillation in Glass Optical Waveguide,” *Applied Physics Letters*, vol. 20, no. 2, p. 62, 1972. (Cité en page 22.)
- [37] D. Hollenbeck and C. D. Cantrell, “Multiple-vibrational-mode model for fiber-optic Raman gain spectrum and response function,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 19, p. 2886, dec 2002. (Cité en page 23.)

Bibliographie

- [38] N. Akhmediev and M. Karlsson, “Cherenkov radiation emitted by solitons in optical fibers,” *Physical Review A*, vol. 51, no. 3, pp. 2602–2607, 1995. (Cité en pages 24, 25 et 37.)
- [39] J. Herrmann, U. Griebner, N. Zhavoronkov, A. Husakou, D. Nickel, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, P. S. J. Russell, and G. Korn, “Experimental Evidence for Supercontinuum Generation by Fission of Higher-Order Solitons in Photonic Fibers,” *Physical Review Letters*, vol. 88, p. 173901, apr 2002. (Cité en page 29.)
- [40] P. K. A. Wai, H. H. Chen, and Y. C. Lee, “Radiations by "solitons" at the zero group-dispersion wavelength of single-mode optical fibers,” *Physical Review A*, vol. 41, pp. 426–439, jan 1990. (Cité en page 37.)
- [41] Y. Kodama, M. Romagnoli, M. Midrio, and S. Wabnitz, “Role of third-order dispersion on soliton instabilities and interactions in optical fibers,” *Optics Letters*, vol. 19, p. 165, feb 1994. (Cité en page 37.)
- [42] J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, “Supercontinuum generation in photonic crystal fiber,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 78, pp. 1135–1184, oct 2006. (Cité en page 37.)
- [43] S. A. Diddams, D. J. Jones, J. Ye, S. T. Cundiff, J. L. Hall, J. K. Ranka, R. S. Windeler, R. Holzwarth, T. Udem, and T. W. Hänsch, “Direct Link between Microwave and Optical Frequencies with a 300 THz Femtosecond Laser Comb,” *Physical Review Letters*, vol. 84, pp. 5102–5105, may 2000. (Cité en page 37.)
- [44] I. Hartl, X. D. Li, C. Chudoba, R. K. Ghanta, T. H. Ko, J. G. Fujimoto, J. K. Ranka, and R. S. Windeler, “Ultrahigh-resolution optical coherence tomography using continuum generation in an air-silica microstructure optical fiber,” *Optics Letters*, vol. 26, p. 608, may 2001. (Cité en page 37.)
- [45] X. Liu, J. Lægsgaard, U. Møller, H. Tu, S. A. Boppart, and D. Turchinovich, “All-fiber femtosecond Cherenkov radiation source,” *Optics Letters*, vol. 37, p. 2769, jul 2012. (Cité en page 37.)
- [46] C. Milián, A. Ferrando, and D. V. Skryabin, “Polychromatic Cherenkov radiation and supercontinuum in tapered optical fibers,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 29, p. 589, apr 2012. (Cité en pages 37, 58 et 90.)
- [47] F. R. Arteaga-Sierra, C. Milián, I. Torres-Gómez, M. Torres-Cisneros, A. Ferrando, and A. Dávila, “Multi-peak-spectra generation with Cherenkov radiation in a non-uniform single mode fiber,” *Optics Express*, vol. 22, p. 2451, feb 2014. (Cité en pages 37 et 90.)
- [48] A. Bendahmane, O. Vanvincq, A. Mussot, and A. Kudlinski, “Control of the soliton self-frequency shift dynamics using topographic optical fibers,” *Optics letters*, vol. 38, pp. 3390–3, sep 2013. (Cité en pages 47 et 77.)

-
- [49] D. V. Skryabin, “Soliton Self-Frequency Shift Cancellation in Photonic Crystal Fibers,” *Science*, vol. 301, pp. 1705–1708, sep 2003. (Cité en pages 47, 49, 51 et 77.)
- [50] A. V. Yulin, D. V. Skryabin, and P. S. J. Russell, “Four-wave mixing of linear waves and solitons in fibers with higher-order dispersion,” *Optics Letters*, vol. 29, p. 2411, oct 2004. (Cité en page 47.)
- [51] D. V. Skryabin and A. V. Yulin, “Theory of generation of new frequencies by mixing of solitons and dispersive waves in optical fibers,” *Physical Review E*, vol. 72, p. 016619, jul 2005. (Cité en pages 47 et 51.)
- [52] A. Efimov, A. J. Taylor, F. G. Omenetto, A. V. Yulin, N. Y. Joly, F. Biancalana, D. V. Skryabin, J. C. Knight, and P. S. Russell, “Time-spectrally-resolved ultrafast nonlinear dynamics in small-core photonic crystal fibers : Experiment and modelling,” *Optics Express*, vol. 12, p. 6498, dec 2004. (Cité en page 47.)
- [53] Z. Chen, A. J. Taylor, and A. Efimov, “Coherent mid-infrared broadband continuum generation in non-uniform ZBLAN fiber taper,” *Optics express*, vol. 17, pp. 5852–60, mar 2009. (Cité en pages 47 et 56.)
- [54] M. Erkintalo, J. M. Dudley, and G. Genty, “Pump-soliton nonlinear wave mixing in noise-driven fiber supercontinuum generation,” *Optics letters*, vol. 36, pp. 3870–2, oct 2011. (Cité en page 47.)
- [55] C. J. McKinstrie and M. G. Raymer, “Four-wave-mixing cascades near the zero-dispersion frequency,” *Optics Express*, vol. 14, p. 9600, oct 2006. (Cité en page 53.)
- [56] M. Erkintalo, Y. Q. Xu, S. G. Murdoch, J. M. Dudley, and G. Genty, “Cascaded Phase Matching and Nonlinear Symmetry Breaking in Fiber Frequency Combs,” *Physical Review Letters*, vol. 109, p. 223904, nov 2012. (Cité en page 53.)
- [57] V. E. Zakharov and a. B. Shabat, “A scheme for integrating the nonlinear equations of mathematical physics by the method of the inverse scattering problem,” *Functional Analysis and Its Applications*, vol. 8, no. 3, pp. 226–235, 1975. (Cité en pages 55 et 65.)
- [58] S. P. Stark, A. Podlipensky, and P. S. J. Russell, “Soliton Blueshift in Tapered Photonic Crystal Fibers,” *Physical Review Letters*, vol. 106, p. 083903, feb 2011. (Cité en page 56.)
- [59] A. C. Judge, O. Bang, and C. Martijn de Sterke, “Theory of dispersive wave frequency shift via trapping by a soliton in an axially nonuniform optical fiber,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 27, p. 2195, nov 2010. (Cité en page 57.)

Bibliographie

- [60] A. Bendahmane, F. Braud, M. Conforti, B. Barviau, A. Mussot, and A. Kudlinski, “Dynamics of cascaded resonant radiations in a dispersion-varying optical fiber,” *Optica*, vol. 1, no. 4, pp. 243–249, 2014. (Cité en pages 60 et 92.)
- [61] S. F. Wang, A. Mussot, M. Conforti, A. Bendahmane, X. L. Zeng, and A. Kudlinski, “Optical event horizons from the collision of a soliton and its own dispersive wave,” *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*, vol. 92, no. 2, pp. 1–6, 2015. (Cité en pages 63 et 64.)
- [62] F. Braud, M. Conforti, A. Cassez, A. Mussot, and A. Kudlinski, “Solitonization of a dispersive wave,” *Optics Letters*, vol. 41, p. 1412, apr 2016. (Cité en pages 65 et 92.)
- [63] V. N. Serkin, V. A. Vysloukh, and J. R. Taylor, “Soliton spectral tunnelling effect,” *Electronics Letters*, vol. 29, no. 1, pp. 12–13, 1993. (Cité en page 68.)
- [64] E. N. Tsoy and C. M. de Sterke, “Theoretical analysis of the self-frequency shift near zero-dispersion points : Soliton spectral tunneling,” *Physical Review A*, vol. 76, p. 043804, oct 2007. (Cité en page 68.)
- [65] H. Guo, S. Wang, X. Zeng, and M. Bache, “Understanding Soliton Spectral Tunneling as a Spectral Coupling Effect,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 25, pp. 1928–1931, oct 2013. (Cité en page 68.)
- [66] A. Kudlinski, S. F. Wang, A. Mussot, and M. Conforti, “Soliton annihilation into a polychromatic dispersive wave,” *Optics Letters*, vol. 40, p. 2142, may 2015. (Cité en pages 69 et 70.)
- [67] X. Liu, C. Xu, W. Knox, J. Chandalia, B. Eggleton, S. Kosinski, and R. Windeler, “Soliton self-frequency shift in a short tapered air-silica microstructure fiber,” in *OFC 2001. Optical Fiber Communication Conference and Exhibit. Technical Digest Postconference Edition (IEEE Cat. 01CH37171)*, vol. 2, pp. TuM1–T1–3, Opt. Soc. America, 2001. (Cité en page 77.)
- [68] S. M. Kobtsev, S. V. Kukarin, N. V. Fateev, and S. V. Smirnov, “Generation of self-frequency-shifted solitons in tapered fibers in the presence of femtosecond pumping,” *Laser Physics*, vol. 14, no. 5, pp. 748–751, 2004. (Cité en page 77.)
- [69] O. Vanvincq, A. Kudlinski, A. Bétourné, Y. Quiquempois, and G. Bouwmans, “Extreme deceleration of the soliton self-frequency shift by the third-order dispersion in solid-core photonic bandgap fibers,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 27, p. 2328, nov 2010. (Cité en pages 77, 96 et 109.)
- [70] S. V. Chernikov and P. V. Mamyshev, “Femtosecond soliton propagation in fibers with slowly decreasing dispersion,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 8, p. 1633, aug 1991. (Cité en page 77.)
- [71] J. C. Travers, J. M. Stone, a. B. Rulkov, B. a. Cumberland, a. K. George, S. V. Popov, J. C. Knight, and J. R. Taylor, “Optical pulse compression in dispersion

- decreasing photonic crystal fiber,” *Optics express*, vol. 15, pp. 13203–11, oct 2007. (Cité en page 77.)
- [72] F. G r me, K. Cook, a. K. George, W. J. Wadsworth, and J. C. Knight, “Delivery of sub-100fs pulses through 8m of hollow-core fiber using soliton compression,” *Optics express*, vol. 15, pp. 7126–31, jun 2007. (Cité en page 77.)
- [73] N. G. R. Broderick, “Method for pulse transformations using dispersion varying optical fibre tapers,” *Optics Express*, vol. 18, p. 24060, nov 2010. (Cité en page 77.)
- [74] O. Vanvincq, A. Bendahmane, A. Mussot, and A. Kudlinski, “Partition of the instantaneous and delayed nonlinear responses for the propagation of ultrashort solitons in optical fibers,” *Physical Review A*, vol. 85, p. 033838, mar 2012. (Cité en pages 78, 96 et 97.)
- [75] J. Diels and W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*. Academic Press, 2006. (Cité en page 89.)
- [76] M. Billet, F. Braud, A. Bendahmane, M. Conforti, A. Mussot, and A. Kudlinski, “Emission of multiple dispersive waves from a single Raman-shifting soliton in an axially-varying optical fiber,” *Optics Express*, vol. 22, p. 25673, oct 2014. (Cité en page 92.)
- [77] F. Braud, A. Bendahmane, A. Mussot, and A. Kudlinski, “Simultaneous control of the wavelength and duration of Raman-shifting solitons using topographic photonic crystal fibers,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 32, no. 10, pp. 2146–2152, 2015. (Cité en page 92.)
- [78] P. Leclerc, G. Ducourthial, T. Mansuryan, M. Fabert, R. Habert, F. Braud, J. Brevier, A. Druilhe, A. Kudlinski, and F. Louradour, “Development of a versatile multiphoton microendoscope for in vivo deep-tissue label-free biomedical imaging,” in *Optics in the Life Sciences*, (Washington, D.C.), p. BT1A.2, OSA, 2015. (Cité en page 92.)
- [79] F. Braud, A. Bendahmane, A. Mussot, and A. Kudlinski, “Simultaneous control of the wavelength and duration of Raman-shifting solitons using topographic photonic crystal fibers,” in *European Quantum Electronics Conference*, p. EE_3_2, Optical Society of America, jun 2015. (Cité en page 92.)
- [80] F. Braud, T. Mansuryan, G. Ducourthial, R. Habert, A. Kudlinski, and F. Louradour, “Double clad photonic crystal fiber for high resolution nonlinear endomicroscopy,” in *Advanced Photonics*, (Washington, D.C.), p. SoW3B.2, OSA, jul 2014. (Cité en page 92.)
- [81] A. C. Judge, O. Bang, B. J. Eggleton, B. T. Kuhlmey, E. C. M gi, R. Pant, and C. M. de Sterke, “Optimization of the soliton self-frequency shift in a tapered photonic crystal fiber,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 26, p. 2064, nov 2009. (Cité en page 96.)

Bibliographie

- [82] A.-M. Pena, A. Fabre, D. Débarre, J. Marchal-Somme, B. Crestani, J.-L. Martin, E. Beaurepaire, and M.-C. Schanne-Klein, “Three-dimensional investigation and scoring of extracellular matrix remodeling during lung fibrosis using multiphoton microscopy,” *Microscopy Research and Technique*, vol. 70, pp. 162–170, feb 2007. (Cité en page 99.)
- [83] C.-C. Wang, F.-C. Li, R.-J. Wu, V. A. Hovhannisyan, W.-C. Lin, S.-J. Lin, P. T. C. So, and C.-Y. Dong, “Differentiation of normal and cancerous lung tissues by multiphoton imaging,” *Journal of Biomedical Optics*, vol. 14, p. 044034, jan 2009. (Cité en page 99.)
- [84] C. Lefort, T. Mansuryan, F. Louradour, and A. Barthelemy, “Pulse compression and fiber delivery of 45 fs Fourier transform limited pulses at 830 nm,” *Optics letters*, vol. 36, pp. 292–4, jan 2011. (Cité en page 101.)
- [85] L. Fu and M. Gu, “Polarization anisotropy in fiber-optic second harmonic generation microscopy,” *Optics express*, vol. 16, pp. 5000–6, mar 2008. (Cité en page 104.)
- [86] H. Bao, A. Boussioutas, R. Jeremy, S. Russell, and M. Gu, “Second harmonic generation imaging via nonlinear endomicroscopy,” *Optics express*, vol. 18, pp. 1255–60, jan 2010. (Cité en page 104.)
- [87] W. J. Wadsworth, R. M. Percival, G. Bouwmans, J. C. Knight, T. Birks, T. D. Hedley, and P. S. Russell, “Very high numerical aperture fibers,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 3, pp. 843–845, 2004. (Cité en page 104.)

Bibliographie de l'auteur

Publications dans des journaux internationaux à comité de lecture

[1] **F. Braud**, M. Conforti, A. Cassez, A. Mussot, A. Kudlinski, "Solitonization of a dispersive wave", *Opt. Lett.*, vol. 41, pp. 1412-1415, (2016)

[2] G. Ducourthial, P. Leclerc, T. Mansuryan, M. Fabert, J. Brevier, R. Habert, **F. Braud**, R. Batrin, C. Vever-Bizet, G. Bourg-Heckly, L. Thiberville, A. Druilhe, A. Kudlinski, F. Louradour, "Development of a real-time flexible multiphoton microendoscope for label-free imaging in a live animal", *Sci. Rep.*, vol. 5, p. 18303, (2015)

[3] **F. Braud**, A. Bendahmane, A. Mussot, A. Kudlinski, "Simultaneous control of the wavelength and duration of Raman-shifting solitons using topographic photonic crystal fibers", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 32, pp. 2146-2152, (2015)

[4] A. Bendahmane, **F. Braud**, M. Conforti, B. Barviau, A. Mussot, A. Kudlinski, "Dynamics of cascaded resonant radiations in a dispersion-varying optical fiber", *Optica*, vol. 1, pp. 243-249, (2014)

[5] M. Billet, **F. Braud**, A. Bendahmane, M. Conforti, A. Mussot, A. Kudlinski, "Emission of multiple dispersive waves from a single Raman-shifting soliton in an axially-varying optical fiber", *Opt. express*, vol. 22, pp. 25673-25678, (2014)

Publications dans des journaux nationaux à comité de lecture

[1] G. Ducourthial, P. Leclerc, T. Mansuryan, M. Fabert, J. Brevier, R. Batrin, A. Druilhe, R. Habert, **F. Braud**, A. Kudlinski, F. Louradour, "Codétection par endomicroscopie multiphotonique du collagène fibrillaire rénal et des flavines tubulaires sur la souris anesthésiée dans le modèle UUO", *Néphrologie & Thérapeutique*, vol. 11, pp. 449-450, (2015)

Communications orales dans des conférences internationales à comité de lecture

[1] **F. Braud**, M. Conforti, A. Cassez, A. Mussot, and A. Kudlinski, "Transformation of a dispersive wave into a fundamental soliton", *Conference on Lasers and Electro-Optics*, paper STh3O.6, San Jose, California United States, (2016)

[2] P. Leclerc, G. Ducourthial, T. Mansuryan, M. Fabert, R. Habert, **F. Braud**, J. Brevier, A. Druilhe, A. Kudlinski, and F. Louradour, "Development of a versatile multiphoton microendoscope for in vivo deep-tissue label-free biomedical imaging", *Optics in the Life Sciences*, paper BT1A.2., Vancouver, Canada, (2015)

[3] A. Mussot, A. Kudlinski, M. Conforti, A. Bendahmane, **F. Braud**, F. Copie, S. Wang, and S. Trillo, "Topographic Optical Fibers : New Perspectives in Nonlinear Guided Optics", *Frontiers in Optics 2015*, paper FW3F.1, San Jose, California United States, (2015)

[4] **F. Braud**, A. Bendahmane, A. Mussot, and A. Kudlinski, "Simultaneous control of the wavelength and duration of Raman-shifting solitons using topographic photonic crystal fibers", *European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference*, paper EE32, Munich, Germany, (2015)

[5] **F. Braud**, T. Mansuryan, G. Ducourthial, R. Habert, A. Kudlinski, and F. Louradour, "Double clad photonic crystal fiber for high resolution nonlinear endomicroscopy", *Advanced Photonics*, paper SoW3B.2, Barcelona, Spain, (2014)

[6] A. Bendahmane, **F. Braud**, B. Barviau, A. Mussot, and A. Kudlinski, "Dynamics of cascaded multiple dispersive waves generation in a dispersion oscillating photonic crystal fiber", *Advanced Photonics*, paper NTh4A.6., Barcelona, Spain, (2014)

Communications orales invitées dans des conférences internationales à comité de lecture

[1] P. Leclerc, G. Ducourthial, T. Mansuryan, M. Fabert, R. Habert, **F. Braud**, J. Brevier, A. Druilhe, A. Kudlinski, and F. Louradour, "Recent advances in nonlinear imaging through an optical fiber for label-free in vivo in situ high-resolution microscopy of biological tissues", *ICO 23*, Santiago de Compostela, Spain, (2014)

Communications orales invitées dans des conférences nationales à comité de lecture

- [1] A. Bendahmane, **F. Braud**, M. Conforti, B. Barviau, A. Mussot, A. Kudlinski, "Casacade d'ondes dispersives dans une fibre à dispersion oscillante", *JNOG 2014*, Nice

Solitons et ondes dispersives dans les fibres à dispersion oscillante

Résumé :

Cette thèse est consacrée à l'étude de la propagation de solitons et la génération des ondes dispersives dans les fibres optiques microstructurées avec un profil de dispersion variable. Le premier chapitre présente les propriétés générales de guidage, introduit les processus linéaires et non-linéaires dans lesquels les solitons et les ondes dispersives sont mis en jeu. Les étapes de fabrication des fibres optiques microstructurées sont décrites. Le deuxième chapitre est dédié à l'étude de la dynamique d'émission de multiples ondes dispersives et de cascade d'ondes dispersives dans des fibres dont le zéro de dispersion évolue sinusoïdalement. Le troisième chapitre porte sur la transformation d'une onde dispersive en un soliton fondamental lorsqu'elle se situe en régime de dispersion anormale. Dans le dernier chapitre, un contrôle simultané de la longueur d'onde et de la durée des solitons ultra-courts est démontré sur une large gamme de paramètres grâce à l'utilisation de fibres optiques topographiques spécialement conçues à cet effet.

Mots clés : Optique non-linéaire, Fibres optiques, Solitons, Ondes dispersives, Effet Raman

Solitons and dispersive waves in oscillating dispersion fiber

Abstract :

This thesis concerns the study of the propagation of solitons and dispersive waves in optical fibers with tailored longitudinal profiles. The first chapter presents the general guiding properties of an optical fiber, introduces the main linear and nonlinear processes involved in solitons and dispersive waves propagation and describes the fabrication process of microstructured optical fibers. The second chapter explores the emission dynamics of cascaded resonant radiations and multiple resonant radiations in a fiber with an oscillating zero-dispersion wavelength. The third chapter deals with the transformation of a dispersive wave into a fundamental soliton. Finally, in the fourth chapter, a simultaneous control of the wavelength and duration of ultrashort soliton is demonstrated through the use of specially designed topographic fibers.

Keywords : Nonlinear optics, Optical fibers, Solitons, Dispersive waves, Raman effect
