



**HAL**  
open science

# Propagation non-linéaire d'impulsions ultracourtes dans les fibres optiques de nouvelle génération

Bertrand Kibler

► **To cite this version:**

Bertrand Kibler. Propagation non-linéaire d'impulsions ultracourtes dans les fibres optiques de nouvelle génération. Physique [physics]. Université de Franche-Comté, 2007. Français. NNT : . tel-00169957v2

**HAL Id: tel-00169957**

**<https://theses.hal.science/tel-00169957v2>**

Submitted on 6 Sep 2007

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

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



Université de Franche-Comté

École Doctorale Sciences Physiques  
pour l'Ingénieur et Microtechniques

Institut FEMTO-ST  
Département d'Optique P. M. Duffieux

# Thèse de Doctorat

Spécialité Sciences pour l'Ingénieur

présentée par

**Bertrand KIBLER**

Propagation non-linéaire d'impulsions  
ultracourtes dans les fibres optiques  
de nouvelle génération

Thèse dirigée par John M. DUDLEY

Soutenue le 28 juin 2007

## Jury :

Président :	H. MAILLOTTE	Directeur de recherche CNRS, Université de Franche-Comté
Rapporteurs :	S. WABNITZ	Professeur des Universités, Université de Bourgogne
	M. BRUNEL	Maître de Conférences HDR, Université de Rouen
Examineurs :	J. M. DUDLEY	Professeur des Universités, Université de Franche-Comté
	P. GEORGES	Directeur de recherche CNRS, Institut d'Optique de Palaiseau
	P-A. LACOURT	Maître de Conférences, Université de Franche-Comté



## **REMERCIEMENTS**

Je tiens tout d'abord à exprimer toute ma gratitude à M. John Dudley pour m'avoir proposé ce sujet de thèse, puis encadré, guidé et conseillé sur ces travaux de recherche, mais également pour avoir répondu présent à toutes mes sollicitations au cours de ces quatre années que j'ai passées au Département d'Optique P. M. Duffieux. Je me souviendrai de cette recommandation, qui résonne encore dans mes oreilles pour de nombreuses années : « *il faut toujours tout vérifier...* »

J'adresse mes remerciements aux différents membres du jury qui ont accepté d'évaluer mon travail : M. Stefan Wabnitz, Professeur à l'Université de Bourgogne ; M. Marc Brunel, Maître de Conférences à l'Université de Rouen ; M. Patrick Georges, Directeur de recherche CNRS à l'Institut d'Optique de Palaiseau ; M. Hervé Maillotte, Directeur de recherche CNRS à l'Université de Franche-Comté ; M. Pierre-Ambroise Lacourt, Maître de Conférences à l'Université de Franche-Comté ; et M. John Dudley, Professeur à l'Université de Franche-Comté.

Je remercie également M. Daniel Van Labeke de m'avoir accueilli au sein du laboratoire d'Optique P. M. Duffieux ainsi que M. Hervé Maillotte qui a pris sa succession à la direction du laboratoire, au cours de ma thèse.

Durant ces quatre années passées dans le bureau -105B, de nombreuses discussions scientifiques ou non, ont eu lieu avec les différentes personnes qui y ont séjourné, je tiens aussi à les remercier pour leurs conseils et leur bonne humeur, en particulier dans l'ordre chronologique : Eric, Nadège, Johann, Cyril, Stéphane, Hervé, Frédéric, Mélanie et Marc.

Je remercie vivement tous les thésards et ex-thésards des autres équipes avec qui j'ai passé d'agréables moments, en particulier : Micka la frite, Jaycy le véloman soudeur, Armando le bogosse, Dom la blonde, Yannick le papa, Rémy la brioche, Anne la buvette, Benatt le zizou du 25 et Jean-Luc le bogosse 2, sans oublier notre mascotte permanente Ludo la polisseuse au poil près ! Merci aux différents frisbees et au blobby volley, des parties inoubliables ont été jouées. Merci au kiki de Ludo qui m'a porté chance !

Je tiens également à remercier de manière générale les membres des équipes Opto et ONL avec lesquels j'ai eu de nombreuses interactions et discussions scientifiques, en particulier : Jean-Charles, François, Pierre-Ambroise, Thibaut, Jean-Marc, Laurent et Hervé.

Enfin, je souhaite vivement remercier l'ensemble de mes proches, en particulier mes parents, ma sœur et Maude pour leur soutien.



---

---

# Table des matières

---

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Fibres optiques de nouvelle génération et modélisation de la propagation non-linéaire d'impulsions ultracourtes</b>	<b>5</b>
1.1 Les fibres optiques de nouvelle génération . . . . .	7
1.1.1 Les fibres fortement non-linéaires conventionnelles . . . . .	8
1.1.2 Les fibres microstructurées air-silice . . . . .	10
1.1.3 Nouvelle génération de guides d'ondes . . . . .	13
1.2 Non-linéarité optique et polarisation non-linéaire . . . . .	14
1.2.1 Equation d'onde . . . . .	14
1.2.2 La non-linéarité optique . . . . .	15
1.2.3 Dérivation de l'équation d'onde . . . . .	16
1.2.4 La polarisation linéaire . . . . .	18
1.2.5 La polarisation non-linéaire . . . . .	20
1.2.5.1 L'effet Kerr . . . . .	20
1.2.5.2 La réponse non-linéaire totale . . . . .	21
1.3 Equation d'enveloppe non-linéaire . . . . .	23
1.4 Description des principaux termes de l'équation d'enveloppe non-linéaire . . .	26
1.4.1 Dispersion . . . . .	26
1.4.1.1 Dispersion chromatique . . . . .	26
1.4.1.2 Dispersion du guide . . . . .	26
1.4.1.3 Dispersion totale . . . . .	27
1.4.2 Effets non-linéaires . . . . .	28
1.4.2.1 Réfraction non-linéaire et effet Kerr optique . . . . .	28
1.4.2.2 Diffusions stimulées inélastiques et effet Raman . . . . .	29
1.4.2.3 Processus paramétriques . . . . .	31
1.4.2.4 Régimes de propagation . . . . .	32
1.5 Méthodes numériques . . . . .	33
1.5.1 Opérateur dispersion . . . . .	33
1.5.2 Réponse non-linéaire dans le domaine temporel . . . . .	34
1.5.3 Introduction de la modélisation du bruit . . . . .	34
1.5.4 Détermination des caractéristiques du mode fondamental . . . . .	35
1.6 Conclusion . . . . .	35
1.7 Références . . . . .	37

<b>2</b>	<b>Techniques et dispositifs expérimentaux</b>	<b>43</b>
2.1	Caractéristiques des fibres optiques utilisées . . . . .	45
2.1.1	Fibre microstructurée air/silice . . . . .	45
2.1.2	Fibres en silice dopée à forte non-linéarité . . . . .	46
2.2	Système de caractérisation SHG-FROG . . . . .	47
2.2.1	L'autocorrélateur d'intensité . . . . .	47
2.2.2	Caractérisation par corrélation résolue en fréquence . . . . .	49
2.2.2.1	Principe de la technique . . . . .	49
2.2.2.2	Le système de caractérisation SHG-FROG . . . . .	50
2.2.2.3	Algorithme de récupération du champ . . . . .	50
2.3	Dispositifs expérimentaux . . . . .	52
2.3.1	Dispositif pour la génération de supercontinuum . . . . .	52
2.3.2	Dispositif pour la génération passive d'impulsions paraboliques et la compression d'impulsions ultracourtes . . . . .	53
2.3.2.1	Source femtoseconde à similaritons . . . . .	53
2.3.2.2	Dispositif pour la génération passive d'impulsions paraboliques . . . . .	54
2.3.2.3	Dispositif pour la compression d'impulsions ultracourtes . . . . .	56
2.3.3	Dispositif pour la compression d'impulsions et la génération de troisième harmonique . . . . .	57
2.4	Conclusion . . . . .	58
2.5	Références . . . . .	59
<b>3</b>	<b>Modélisation et perspectives pour la génération de supercontinuum en régime femtoseconde</b>	<b>63</b>
3.1	Modélisation améliorée et variation de l'aire effective du mode guidé . . . . .	66
3.2	Simulations numériques et conséquences . . . . .	69
3.2.1	Influence de la longueur d'onde pompe . . . . .	71
3.2.1.1	Injection dans le proche infrarouge . . . . .	72
3.2.1.2	Injection dans l'infrarouge . . . . .	72
3.2.2	Synthèse des résultats numériques . . . . .	73
3.3	Résultats expérimentaux . . . . .	75
3.4	Perspectives pour la génération améliorée de supercontinuum . . . . .	76
3.4.1	Conception d'amplification par fibre microstructurée . . . . .	77
3.4.2	Conception d'effet tunnel spectral par fibre microstructurée . . . . .	80
3.5	Conclusion . . . . .	83
3.6	Références . . . . .	85
<b>4</b>	<b>Applications des fibres fortement non-linéaires à la mise en forme et la compression d'impulsions ultracourtes à 1550 nm</b>	<b>89</b>
4.1	Génération passive d'impulsions paraboliques à 1550 nm . . . . .	91
4.1.1	Gestion de dispersion et conception des fibres hybrides . . . . .	93
4.1.2	Simulations numériques . . . . .	94
4.1.3	Résultats expérimentaux . . . . .	97
4.1.4	Conclusion et perspectives . . . . .	98
4.2	Compression d'impulsions ultracourtes à 1550 nm jusqu'à quelques cycles optiques . . . . .	99
4.2.1	Compression par effet soliton et ses limites . . . . .	100
4.2.2	Dispositif de compression pour la source femtoseconde à similaritons . . . . .	102
4.2.3	Dispositif de compression pour la source femtoseconde commerciale . . . . .	104
4.2.3.1	Configuration du soliton fondamental . . . . .	105
4.2.3.2	Configuration de puissance optimale . . . . .	106
4.2.4	Conclusion et perspectives . . . . .	107
4.3	Références . . . . .	109

---

<b>5 Génération de troisième harmonique dans les guides d'onde à forte non-linéarité</b>	<b>113</b>
5.1 Equation d'enveloppe non-linéaire généralisée . . . . .	115
5.2 Validation de l'équation non-linéaire d'enveloppe généralisée . . . . .	116
5.2.1 Premier test de validation . . . . .	117
5.2.2 Effet de la dispersion . . . . .	118
5.3 Génération de troisième harmonique dans une fibre optique à forte non-linéarité	119
5.3.1 Rappels sur le processus de génération de troisième harmonique . . . . .	119
5.3.2 Observations expérimentales . . . . .	120
5.3.3 Simulations numériques . . . . .	123
5.4 Conclusion et perspectives . . . . .	125
5.5 Références . . . . .	127
<b>Conclusion</b>	<b>129</b>
<b>Liste des acronymes</b>	<b>133</b>
<b>Table des figures</b>	<b>134</b>





---

# Introduction

---

L'optique ultra-rapide s'établit comme un champ de recherches important dans les années 1970, faisant suite à l'invention du laser en 1960. Cependant, c'est seulement ces dernières années que la conception de lasers très compacts délivrant des impulsions picoseconde ou femtoseconde s'est confirmée. L'utilisation d'impulsions ultra-rapides a une multitude d'avantages potentiels, en effet, elles incluent la possibilité d'utiliser l'intégralité de la non-linéarité du matériau par leur intensité extrêmement élevée. Ceci est essentiel dans le développement de dispositifs tout-optiques efficaces de commutation et de modulation, sans augmenter la puissance moyenne nécessaire. Une impulsion optique ultracourte occupe une distance extrêmement courte dans l'espace et se propage à la vitesse de la lumière, ce qui signifie la possibilité de commander précisément le retard temporel dans une petite dimension, et donc de miniaturiser le système optique global. De plus, ce type d'impulsions présente une grande largeur spectrale due à l'interdépendance des domaines temps-fréquence déduite de la transformée de Fourier. Cette propriété permet l'application de nombreuses fonctions photoniques telles que la division et la conversion de longueurs d'onde, mais également la mise en forme d'impulsions. Ces nouvelles sources ultra-compactes sont devenues donc très appropriées pour un usage répandu dans les communications, la détection, l'usinage et les applications médicales. A leur tour, celles-ci ont été complétées par le développement de nouvelles technologies optiques d'amplification, de traitement et de commutation des signaux.

Actuellement, la demande de systèmes de communication optique et de traitement des signaux excède des bandes passantes de 100 Gb/s, ce qui laisse à penser que de tels systèmes ne peuvent pas être réalisés sans présenter des dispositifs ultra-rapides et tout-optiques. Par conséquent, la tendance dans les réseaux de télécommunications est d'essayer de réduire au minimum la participation de l'électronique dans le traitement des signaux et de les maintenir dans le domaine optique le plus longtemps possible. Malheureusement, les systèmes optiques ont aussi des limitations physiques inhérentes qui rendent le traitement de signaux dans le domaine optique difficile. Il y a donc un besoin pressant de trouver de nouveaux mécanismes physiques améliorant notre capacité de manipuler la lumière. Le véritable traitement des signaux tout-optique peut être réalisé grâce aux non-linéarités optiques (on influence la lumière avec elle-même). Dans les milieux optiques non-linéaires, l'indice de réfraction est modifié par la présence d'un signal lumineux ; cette modification peut être exploitée pour influencer un autre signal lumineux, effectuant de ce fait une opération tout-optique de traitement des signaux. Pour fonctionner efficacement avec de larges bandes passantes, on préfère employer des non-linéarités avec des temps de réponse et de rétablissement ultra-rapides (ou presque instantanés). Malheureusement, de telles non-linéarités sont extraordinairement faibles, exigeant des puissances opérationnelles énormes, ou/et de grandes longueurs d'interaction.

Deux approches générales sont habituellement adoptées pour amplifier ces effets non-linéaires. La première approche est matérielle : on peut essayer de trouver un matériau dans lequel les effets non-linéaires sont les plus forts. La deuxième approche est structurale : on essaie de trouver

une structure dont les propriétés géométriques optimisent l'interaction non-linéaire d'intérêt. C'est dans cette perspective qu'une nouvelle génération de fibres optiques et de manière plus générale, de guides d'ondes, est née. La plupart de ces nouvelles fibres optiques présente des propriétés de dispersion diverses, toujours accompagnées d'une forte non-linéarité, rendant possibles de nouvelles fonctions tout-optiques. Cependant, les nombreux effets non-linéaires mis en jeu lors de la propagation d'impulsions dans ce type de guides d'onde, nécessitent une modélisation précise pour la conception de systèmes. Cette modélisation fait appel généralement à une équation non-linéaire de type "Schrödinger" pour la propagation de l'enveloppe des impulsions. Cette équation est dérivée des équations de Maxwell et résulte de différentes approximations effectuées selon les besoins. De manière générale, sa forme simplifiée permet une intégration numérique rapide contrairement aux équations de Maxwell. Les récentes évolutions des fibres optiques fortement non-linéaires et le développement de sources d'impulsions avec des durées de plus en plus courtes ne cessent, ces dernières années, de remettre en cause les approximations de cette modélisation, lors d'études de propagation d'impulsions de quelques cycles optiques liées à des élargissements spectraux extrêmes.

Dans ce contexte, ce mémoire rapporte les travaux effectués au Département d'Optique P. M. Duffieux de l'Institut FEMTO-ST sur la propagation non-linéaire d'impulsions ultracourtes dans les fibres optiques de nouvelle génération. Les principaux objectifs sont : confirmer l'efficacité d'un outil numérique simple et efficace, basé sur une équation d'enveloppe pour la modélisation de la propagation non-linéaire d'impulsions ultracourtes, ainsi que de mettre à profit cette modélisation en complémentarité d'une caractérisation précise des impulsions initiales à propager, pour mettre en évidence le potentiel de ces nouvelles fibres optiques à forte non-linéarité par des applications de fonctions optiques ultra-compactes et ouvrir de nouvelles perspectives.

Lors de ces études, il a été effectivement nécessaire d'une part de développer et généraliser la modélisation de la propagation non-linéaire d'impulsions ultracourtes basée sur une équation d'enveloppe non-linéaire dans le domaine temporel. Ces travaux théoriques sont accomplis afin d'étudier des effets non-linéaires extrêmes possibles dans ces nouvelles fibres toujours avec une modélisation simple, efficace et rapide. D'autre part, d'autres travaux ont consisté à développer des dispositifs ultra-compactes basés sur l'utilisation de nouvelles fibres à forte non-linéarité, pour des applications de mise en forme et de compression d'impulsions ultracourtes. La mise en œuvre expérimentale de ces dispositifs a nécessité l'utilisation d'un dispositif de caractérisation FROG (Frequency Resolved Optical Gating) à grande dynamique afin d'étudier les propriétés et l'évolution des impulsions dans ces systèmes à fibres. Enfin, cette modélisation améliorée a permis de confirmer la mise en évidence expérimentale d'un effet non-linéaire peu observé jusqu'à maintenant dans les fibres optiques, qui est la génération de troisième harmonique, ce processus permet d'envisager de nouvelles perspectives dans la génération d'élargissements spectraux extrêmes (supercontinuum).

Ce mémoire se compose de cinq chapitres. Le premier a pour but dans un premier temps d'introduire ce que l'on appelle comme fibres optiques de nouvelle génération pour l'amélioration des effets non-linéaires. Ensuite, les principaux détails du développement et de l'établissement d'une équation d'enveloppe non-linéaire sont présentés afin de modéliser la propagation d'impulsions ultracourtes dans les fibres optiques. La modélisation présentée dans ce chapitre est restreinte au matériau le plus utilisé dans les fibres optiques des réseaux de télécommunications, c'est-à-dire la silice.

Le deuxième chapitre expose les différentes propriétés de dispersion et de non-linéarité des fibres optiques utilisées dans les dispositifs expérimentaux ainsi que la technique FROG employée pour caractériser les impulsions expérimentales. Après avoir décrit brièvement cette technique de caractérisation, les principales propriétés des différentes sources laser et appareils de mesures utilisés, seront exposées dans le cadre de la présentation de chaque dispositif expérimental mis en place.

Le troisième chapitre de ce mémoire est dédié à la mise en évidence qualitative et quantitative de l'influence de l'aire effective du mode guidé sur la génération de supercontinuum. Tout d'abord, la prise en compte de la variation en fréquence de l'aire effective du mode guidé dans la modélisation est exposée. Puis, ses conséquences particulières sur la génération de supercontinuum sont étudiées numériquement dans le cadre de multiples conditions initiales d'impulsions. Des résultats expérimentaux viennent ensuite confirmer cette étude numérique. Enfin, des études numériques préliminaires présentent deux nouveaux dispositifs utilisant une gestion appropriée des propriétés modifiables des fibres microstructurées air/silice, et ouvrant de nouvelles perspectives pour la génération améliorée de supercontinuum.

Le quatrième chapitre traite quant à lui, de deux applications de fibres à forte non-linéarité pour la mise en forme et la compression d'impulsions ultracourtes à la longueur d'onde de 1550 nm. La première application est la conception d'un dispositif compact basé sur la concaténation de plusieurs fibres à forte non-linéarité, qui permet d'obtenir une fibre hybride équivalente à dispersion normale décroissante et fortement non-linéaire. La mise en œuvre expérimentale de ce système permet alors pour la première fois de vérifier la possibilité de générer des impulsions paraboliques, seulement à partir de composants passifs. La suite de ce chapitre décrit la deuxième application basée à nouveau sur l'utilisation de courtes longueurs de fibres à forte non-linéarité appropriées pour la compression d'impulsions jusqu'à quelques cycles optiques. L'obtention d'impulsions sub-30 fs est démontrée avec deux sources lasers différentes par une optimisation des longueurs de fibres, basée sur une modélisation de la propagation précise et employant les caractérisations FROG des impulsions initiales.

Le dernier chapitre a pour objectif de présenter l'établissement et la validation d'une équation d'enveloppe non-linéaire généralisée abordée au premier chapitre, pour la modélisation de la propagation non-linéaire d'impulsions ultracourtes et de dynamiques sub-cycle optique. Cette validation est effectuée par la comparaison avec une modélisation directe des équations de Maxwell, dans le cadre d'études de propagations extrêmement non-linéaires menant à la génération d'harmoniques d'ordre supérieur. Une fois confirmée, cette modélisation est employée afin de vérifier les observations expérimentales de génération de troisième harmonique dans une fibre à forte non-linéarité, effectuées lors des expériences de compression d'impulsions. Enfin, les perspectives ouvertes par ces nouvelles observations sont exposées.



FIBRES OPTIQUES DE NOUVELLE  
GÉNÉRATION ET MODÉLISATION DE LA  
PROPAGATION NON-LINÉAIRE  
D'IMPULSIONS ULTRACOURTES

---



Concernant la transmission optique des signaux, les phénomènes non-linéaires observés dans les fibres optiques lorsqu'on augmente la puissance lumineuse injectée, peuvent mener à la distorsion de l'onde transmise et à du bruit supplémentaire, qui sont des facteurs de dégradation du signal. Par conséquent, il est en général souhaitable que les effets non-linéaires dans les fibres, utilisées comme chemin de transmission, soient réduits autant que possible. Il existe trois effets non-linéaires majeurs observés dans les fibres optiques : la diffusion Brillouin stimulée (SBS : Stimulated Brillouin Scattering), la diffusion Raman stimulée (SRS : Stimulated Raman Scattering) et les effets Kerr optiques. L'effet Kerr optique, qui est essentiellement une modification de l'indice de réfraction dépendant de la puissance optique, mène à de nombreux effets secondaires, tels que l'automodulation de phase (SPM : Self-Phase Modulation) et l'intermodulation de phase (XPM : Cross-Phase Modulation), le mélange à quatre ondes (FWM : Four-Wave Mixing), ou l'instabilité de modulation (MI : Modulation Instability) [Agrawal, 2001]. Ces différents effets non-linéaires seront abordés par la suite (section 1.4.2).

Cependant, en faisant usage d'effets non-linéaires tels que le mélange à quatre ondes et l'automodulation de phase, il est possible de combiner des signaux optiques de plusieurs longueurs d'onde pour réaliser la conversion de longueurs d'onde, la compression ou la mise en forme d'impulsions, et la transmission de solitons.

L'utilisation de ces phénomènes non-linéaires pour les applications de traitement des signaux optiques nécessite des fibres optiques appropriées qui présentent une non-linéarité améliorée. Depuis une dizaine d'années, de nombreux laboratoires se sont donc lancés dans le développement de fibres optiques fortement non-linéaires et présentant des caractéristiques de dispersion multiples. Par conséquent, ces fibres optiques ou de manière plus générale les guides d'ondes optiques à forte non-linéarité, sont depuis quelques années un thème de recherche très actif, qui bénéficie des améliorations importantes de la fabrication des fibres optiques et systèmes à fibres [Okuno, 1999 ; Agrawal, 2001]. Ces effets non-linéaires sont maintenant très largement utilisés dans les communications optiques, tels que l'amplification Raman, la conversion de longueurs d'onde et la régénération optique.

Dans ce chapitre, la notion de fibres optiques de nouvelle génération est tout d'abord introduite à travers la présentation des fibres conventionnelles à forte non-linéarité et des fibres microstructurées air-silice. Ensuite, les principales étapes de dérivation de l'équation d'onde pour l'établissement de l'équation d'enveloppe non-linéaire décrivant la propagation non-linéaire d'impulsions ultracourtes dans ces fibres optiques, sont présentées. Puis une brève description des différents termes de cette équation et des méthodes numériques nécessaires à sa modélisation, est réalisée.

## 1.1 Les fibres optiques de nouvelle génération

L'appellation de fibres optiques de nouvelle génération est dédiée dans ce mémoire à l'ensemble des fibres à non-linéarité améliorée développées ces dernières années, quelle que soit leur constitution ou leur structure. Cependant, seules les fibres principalement constituées de silice sont étudiées ici.

On distingue deux grandes catégories de fibres fortement non-linéaires. La première regroupe les fibres en silice dopée fortement non-linéaires dites *conventionnelles* (section 1.1.1), utilisant la technologie conventionnelle de fabrication des fibres optiques. La deuxième catégorie regroupe les fibres microstructurées air-silice fortement non-linéaires (section 1.1.2). On peut également citer une troisième catégorie originale qui regroupe les fibres étirées ou effilées (*tapered fibers*) appelées communément "taper", ces fibres sont le résultat d'un étirage contrôlé additionnel des fibres des deux catégories précédentes. Ceci permet d'obtenir des diamètres de guides d'ondes sub-longueur d'onde et des caractéristiques de dispersion et de non-linéarité améliorées.

De manière générale, les deux principales catégories sont basées sur une différence d'indice



de réfraction élevée  $\Delta n$  entre le cœur et la gaine des fibres optiques (voir figure 1.1) qui permet alors un meilleur confinement de la puissance optique à l'intérieur du cœur. Ceci rend également possible la réduction des dimensions du cœur de la fibre optique, tout en gardant la propriété monomode de la fibre (propagation par le mode fondamental). Par conséquent, le diamètre du mode optique propagé décroît, entraînant par la même occasion l'augmentation du rapport intensité sur aire effective du mode guidé, et ceci correspond à la croissance de la non-linéarité. Enfin, le choix du matériau de base constituant les fibres optiques à faibles pertes reste le verre de silice pure synthétisé à partir de molécules de  $SiO_2$ . Parmi les verres, la silice fondue (dioxyde de silicium amorphe,  $SiO_2$ ) est en effet le matériau le plus utilisé, grâce à ses nombreuses propriétés favorables à la transmission (transparence optique, pertes faibles, résistance mécanique, matériau non-hygroscopique). Par la suite, le terme de silice sera utilisée de manière générale. La fabrication de ces fibres fortement non-linéaires suit la même procédure générale que les fibres optiques standards, c'est-à-dire une première étape qui consiste à la réalisation de la préforme de la fibre, suivie d'une deuxième étape qui étire la fibre jusqu'à obtenir le diamètre extérieur final de la fibre (en général  $125 \mu m$ ), tout en préservant les dimensions relatives cœur-gaine. Seule, la mise en œuvre de la préforme diffère.

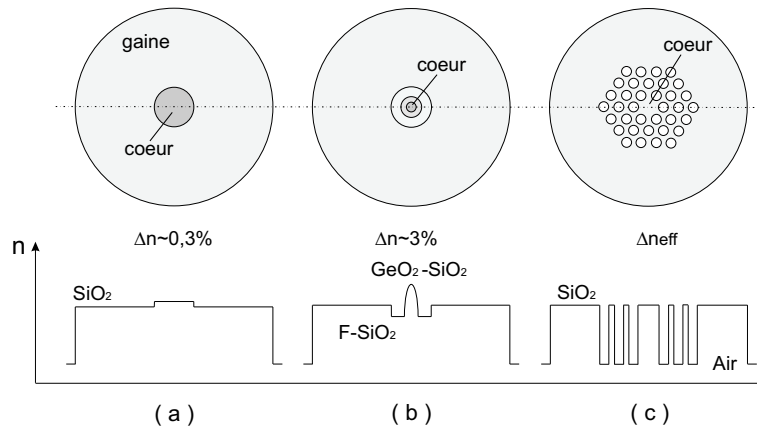


FIG. 1.1 – Illustration schématique des sections transversales et profil d'indice de réfraction de différentes fibres optiques: (a) fibre monomode standard (type SMF), (b) fibre fortement non-linéaire conventionnelle (type HNLF) et (c) fibre microstructurée air/silice (type PCF).

### 1.1.1 Les fibres fortement non-linéaires conventionnelles

Concernant les fibres en silice dopée fortement non-linéaires *conventionnelles* (HNLF : Highly NonLinear Fiber), on obtient une différence d'indice de réfraction importante (de l'ordre de 3%) entre le cœur et la gaine par une utilisation sélective de dopants durant le processus de fabrication. Des dopants à base de *Germanium* et de *Phosphore*, tels que  $GeO_2$  et  $P_2O_5$ , augmentent l'indice de réfraction de la silice pure et sont adaptés pour la région du cœur. Par contre, des dopants à base de *Bore* et de *Fluor* sont utilisés pour la région de la gaine car ils diminuent l'indice de réfraction de la silice. La réalisation de la préforme de ces fibres est la même que celle des fibres standards, basée sur des méthodes de dépôt en phase vapeur des matériaux (ce qui permet d'obtenir un matériau très pur). Puis, les dopants sont injectés sous forme de chlorures (gazeux). Grâce à cette différence d'indice élevée et la conception de cœur de plus faible diamètre, ces fibres présentent un meilleur confinement de la puissance lumineuse et donc une non-linéarité améliorée. En effet, leur coefficient non-linéaire  $\gamma$  varie entre  $5$  et  $20 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  (à  $\lambda = 1550 \text{ nm}$ ), ce qui représente en moyenne un facteur 10 de différence par rapport aux fibres standards dont le coefficient non-linéaire varie entre 1 et  $2 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ .

La première HNLF avec une atténuation relativement faible a été développée par *Nippon*

*Telegraph and Telephone Corporation* (NTT) en 1986 [Sudo, 1986]. Cependant, c'est à partir de 1997 qu'on remarque l'émergence des HNLF, cette année-là, *Sumitomo Electric Industries* produit une HNLF à dispersion décalée (avec une longueur d'onde de zéro de dispersion proche de  $1,55 \mu\text{m}$ ) [Onishi, 1997], ce qui a ouvert les portes aux applications non-linéaires d'aujourd'hui.

De manière générale, le profil d'indice de ce type de fibres peut varier selon les caractéristiques de dispersion recherchées mais garde toujours la base suivante : une différence d'indice élevée entre le cœur et la gaine. Des dépressions ou sauts d'indice secondaires peuvent généralement entourer le cœur (voir figure 1.1.b). Des images des sections transversales de deux types de HNLF effectuées au microscope électronique à balayage (MEB) sont présentées à la figure (1.2) et montrent des variations de niveaux de gris, pouvant être reliées à différents sauts ou dépressions du profil d'indice de réfraction des fibres étudiées.

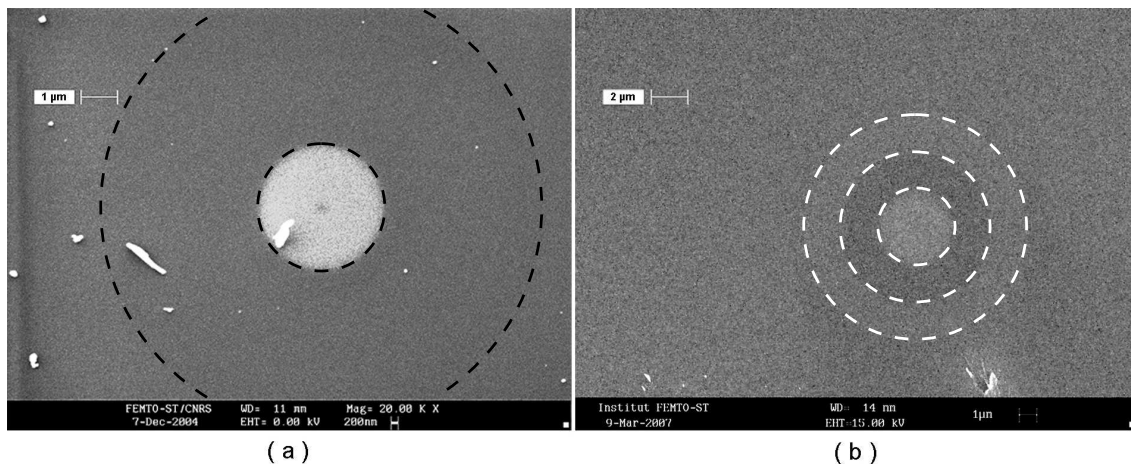


FIG. 1.2 – Images MEB de la section transversale de fibres fortement non-linéaires conventionnelles, réalisées à l'Institut FEMTO-ST. (a) HNLF à dispersion décalée fabriquée par OFS et (b) HNLF à dispersion plate fabriquée par Fujikura. Les nuances de gris observées et pouvant être liées à des différences d'indice sont indiquées par traits pointillés

L'autre propriété importante de ces fibres est leur dispersion qui montre des caractéristiques équivalentes à celles des fibres à dispersion décalée (DSF : Dispersion Shifted Fibre), c'est-à-dire une longueur d'onde de dispersion nulle  $\lambda_{D=0}$  décalée aux alentours de  $1550 \text{ nm}$  (longueur d'onde à laquelle les pertes d'une fibre monomode en silice sont minimales). Ce décalage est introduit par la structure du guide d'onde qui modifie la dispersion totale (dispersion du matériau + dispersion du guide d'onde). Dans la littérature, on les retrouve ainsi nommées : fibres à dispersion décalée et fortement non-linéaire (HNL-DSF : Highly NonLinear - Dispersion Shifted Fibre). Par la suite, l'acronyme HNLF sera employé de manière générale. La combinaison offerte par ces fibres d'une non-linéarité élevée et d'une faible dispersion (à la longueur d'onde de  $1550 \text{ nm}$ ) qui peut être précisément contrôlée, permet leur utilisation dans des systèmes expérimentaux qui couvrent une très large gamme d'applications dans les télécommunications optiques : compression d'impulsions, régénération optique, génération de supercontinuum, amplification paramétrique, échantillonnage optique, démultiplexage optique temporel, conversion de longueur d'onde [Okuno, 1999 ; Hiroishi, 2003 ; Okuno, 2006].

Notons, que de nombreuses HNLF présentent également de faibles valeurs de dispersion normale ( $D < 0$ ) ou anormale ( $D > 0$ ), voire nulle ( $D = 0$ ), accompagnées d'une faible pente de cette même dispersion. Cette dernière caractéristique se traduit généralement par l'appellation : *dispersion plate*, et se réalise par l'application d'un profil indice de réfraction compliqué (constitué de plusieurs sauts et dépressions d'indice), avec une forme caractéristique en  $W$ . Dans la littérature, on les retrouve ainsi nommées : fibres à dispersion plate et fortement non-

linéaire (HNL-DFF : HNL - Dispersion Flattened Fibre). La figure (1.3) montre la comparaison de la dispersion de ce type de fibres avec d'autres fibres standards ainsi que les différentes HNLF à dispersion normale disponibles au laboratoire, dont quelques-unes possèdent cette caractéristique de dispersion *plate*.

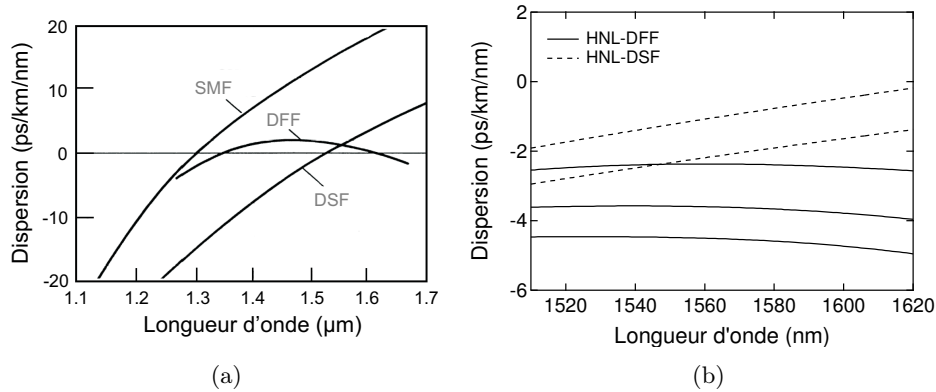


FIG. 1.3 – (a) Comparaison des courbes de dispersion de fibres standards, (b) Exemples de courbes de dispersion de plusieurs HNLF à dispersion normale décalée ou/et plate.

Selon Okuno *et al.* (2006), on peut classifier les HNLF dans trois grandes catégories : (i) celles qui présentent  $\lambda_{D=0}$  aux alentours de 1550 nm avec une pente de dispersion positive (Type I), (ii) celles qui présentent  $\lambda_{D=0}$  à 1550 nm avec une pente de dispersion variant d'une valeur positive à négative dans la gamme proche de  $\lambda_{D=0}$  (Type II), et (iii) celles qui présentent une large dispersion négative avec une pente de dispersion négative (Type III). Les principales applications de chaque type de HNLF sont alors les suivantes : Type I pour la conversion de longueur d'onde, la commutation optique et l'amplification paramétrique optique basée sur le mélange à quatre ondes ou l'intermodulation de phase, Type II pour la transmission d'impulsions optiques ultracourtes et la génération de supercontinuum, et Type III pour l'amplification Raman.

Il est aussi important de souligner le fait que cette structure des HNLF (profil d'indice) assez proche des fibres monomodes standards (SMF) donne la possibilité de les joindre directement par un processus d'épissure (soudure) avec une soudeuse conventionnelle (Ericsson FSU 995 PM), menant à de très faibles pertes de l'ordre de 0,1 dB (voir section 2.3) et donc à leur facile intégration dans les systèmes totalement fibrés.

### 1.1.2 Les fibres microstructurées air-silice

D'après le schéma (1.1.a), les fibres optiques standards sont constituées typiquement de deux cylindres en verre d'indices de réfraction différents. Si l'indice de réfraction du cœur est plus élevé que celui de la gaine, alors il y a bien guidage de la lumière par le processus de réflexion interne totale au niveau de l'interface cœur/gaine. Pour la plupart, la différence d'indice est faible ( $< 1\%$ ). La possibilité de modifier les propriétés de guidage en introduisant une microstructure dans le profil d'indice des fibres optiques (figure 1.1.c) a été suggérée dans les années 1970 [Kaiser, 1974]. Cependant, cette idée fut seulement réalisée et confirmée par le travail du groupe de Russell de l'Université de Bath en 1996 [Knight, 1996], qui a rendu la fabrication de telles fibres technologiquement commune (voir figure 1.4). Comme vu précédemment, il y a une dizaine d'années, une des motivations était de développer une fibre dans laquelle la lumière soit confinée autrement et par exemple guidée par un effet de bande interdite photonique [Russell, 1991], le terme de *Photonic Crystal Fiber* ou PCF (fibre à cristaux photoniques) a été introduit. On utilisera par la suite le terme de fibre microstructurée ou/et l'acronyme PCF.

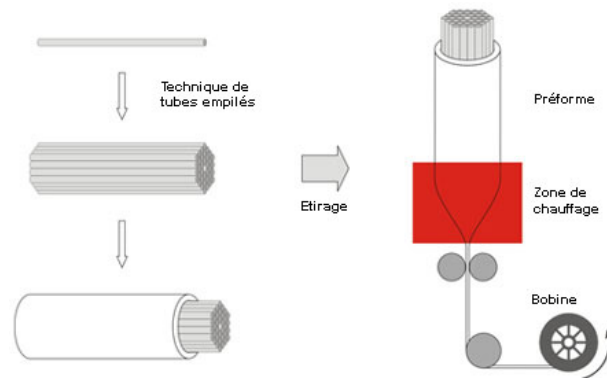


FIG. 1.4 – Illustration de la méthode de fabrication d'une PCF.

Il faut cependant souligner le fait que selon la géométrie particulière des PCF, le guidage de la lumière peut s'effectuer de deux façons [Russell, 2006]. Dans le cas où la fibre présente un cœur creux au centre de la structure (voir figure 1.5), alors un guidage par bande interdite photonique s'effectue. Ce type de PCF est très attractif pour leur potentiel d'applications : transmission sans pertes et sans distorsions, piégeage de particules, détection optique et de nouvelles applications dans l'optique non-linéaire [Benabid, 2002 ; Russell, 2003 ; Knight, 2003 ; Ouzounov, 2003].

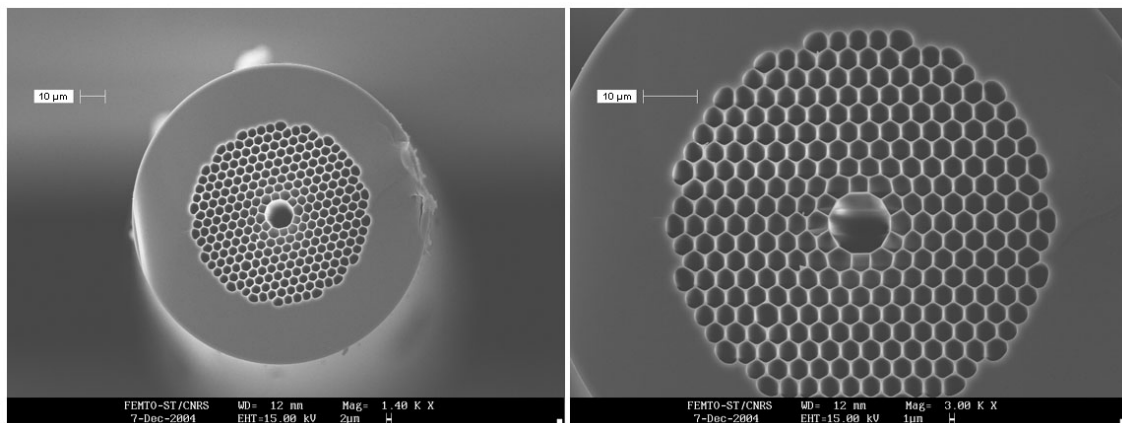


FIG. 1.5 – Images MEB réalisées à l'Institut FEMTO-ST de la section transversale d'une fibre microstructurée à cœur creux fabriquée par Blazephotonics.

Cependant, on s'attache ici à présenter l'autre catégorie de PCF qui présente un cœur solide au centre de la structure. En effet, celles-ci sont constituées d'une région de verre solide entourée par une matrice de trous d'air qui s'étend tout le long de la fibre. Dans ce cas, l'indice de réfraction effectif de la région centrale de la PCF est plus élevé que celui de la région extérieure des trous d'air. Ainsi, le guidage se réalise par le processus de réflexion interne totale modifiée [Birks, 1997]. Bien que ce processus soit similaire au mécanisme des fibres conventionnelles, les degrés de liberté supplémentaires offerts par la modification de la taille des trous et de leur période ouvrent des possibilités de concevoir de nouvelles propriétés des fibres optiques (voir figure 1.6). Le type de microstructure le plus utilisé est basé sur un empilement des tubes ou capillaires d'air selon une base hexagonale ou triangulaire, pour des raisons de facilité de fabrication (voir figure 1.4).

En particulier, une conception appropriée de la gaine microstructurée peut décaler la longueur d'onde de dispersion nulle de la PCF vers les longueurs d'onde plus courtes que la longueur d'onde de dispersion nulle intrinsèque de la silice aux alentours de 1300 nm [Mogilevsev, 1998].

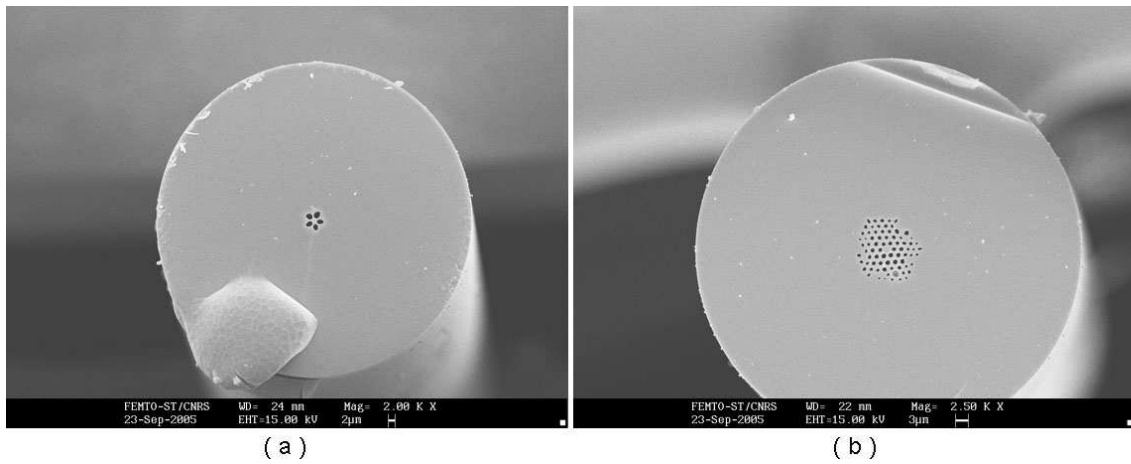


FIG. 1.6 – Images MEB réalisées à l'Institut FEMTO-ST de la section transversale de deux PCF avec différentes microstructures, fabriquées par Lucent Technologies.

Des modifications des caractéristiques  $d$  et  $\Lambda$  de la microstructure (voir figure 1.7.a), permettent l'obtention de nouvelles propriétés de dispersion et de non-linéarité. La figure (1.7.b) montre le décalage du zéro de dispersion vers la gamme de longueurs d'onde du visible, suite à une diminution de la variable  $\Lambda$  tout en respectant le même rapport  $d/\Lambda$  (ceci peut être réalisé selon deux méthodes : (i) fabrication de plusieurs fibres à partir de différentes préformes ou (ii) par un étirement supplémentaire d'une même fibre après fabrication (*Tapered fibers*)).

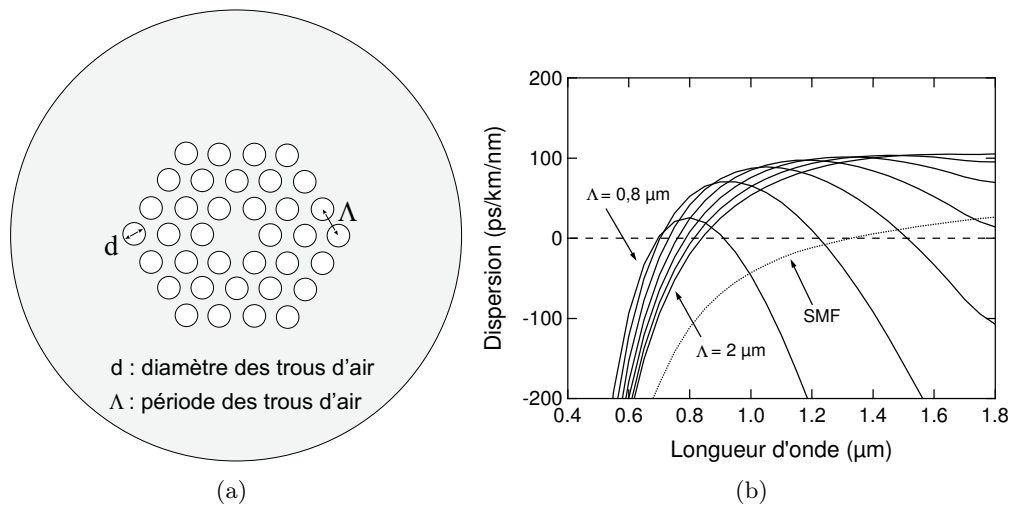


FIG. 1.7 – (a) Dimensions caractéristiques d'une microstructure de PCF, (b) Exemples de courbes de dispersion de plusieurs PCF (avec le même rapport  $d/\Lambda = 85\%$ ), calculées avec le logiciel *BeamPROP*.

De la même façon, en variant  $d$  et  $\Lambda$ , la taille de la zone correspondante au cœur peut être diminuée, donc l'aire effective du mode optique guidé est réduite dans ce type de fibres, ce qui améliore la non-linéarité de Kerr par rapport aux fibres standards [Broderick, 1999]. En effet, leur coefficient non-linéaire  $\gamma$  peut varier entre 20 et 200  $W^{-1}.km^{-1}$  (à  $\lambda = 1550$  nm), ce qui peut représenter jusqu'à un facteur 100 de différence par rapport aux fibres standards dont le coefficient non-linéaire varie entre 1 et 2  $W^{-1}.km^{-1}$ . Notons que des coefficients non-linéaires records supérieurs à 1000  $W^{-1}.km^{-1}$  ont été obtenus avec des PCF constituées d'un cœur à base d'un autre matériau que la silice (exemple : le bismuth) [Ebendorff-Heidepriem, 2004]. Ceci, offre alors de nouvelles opportunités significatives pour l'optique non-linéaire dans les fibres. La combinaison de ces deux effets (décalage du zéro de dispersion vers les

courtes longueurs d'onde et amélioration de la non-linéarité) a été démontrée dans le cadre de deux expériences indépendantes, menant à la génération de spectres très large bande, appelée communément : génération de supercontinuum [Ranka, 2000 ; Wadsworth, 2000]. De plus, une autre caractéristique importante des possibilités offertes par les PCF est la forte biréfringence, qui peut être établie en concevant une microstructure appropriée (un cœur elliptique par exemple), dans le but de réaliser une fibre à maintien de polarisation avec une biréfringence élevée de l'ordre de  $10^{-3}$  [Ortigosa-Blanch, 2000]. Enfin, un avantage supplémentaire des PCF par rapport à toutes les autres fibres optiques, est leur propriété de guidage monomode sur une très large bande de longueurs d'onde [Birks, 1997], ce qui permet d'obtenir un profil spatial uniforme du supercontinuum généré.

Les caractéristiques des fibres microstructurées avec un cœur solide de faible diamètre en font, à première vue, un candidat idéal pour les systèmes optiques non-linéaires des applications de télécommunications. De nombreuses applications ont déjà été démontrées comme le multiplexage en longueur d'onde, l'amplification optique, la génération de supercontinuum, la commutation optique, la régénération optique et le démultiplexage tout-optique [Sang, 2005]. La non-linéarité élevée caractéristique des PCF (cœur solide de faible diamètre) permet de réaliser les fonctions précédentes avec de plus courtes longueurs de fibre et de plus faibles puissances lumineuses d'entrée qu'avec les fibres conventionnelles. Cependant, il faut noter deux inconvénients majeurs de ce type de fibre dus à leur structure. Le premier est leur difficile intégration dans des systèmes entièrement fibrés faisant appel à d'autres fibres optiques conventionnelles. En effet, la mise en œuvre de raccordement (avec soudure ou connecteurs) avec les autres fibres reste actuellement difficile et non-optimisée, malgré les nombreux efforts déjà réalisés. Le deuxième inconvénient concerne les pertes introduites par l'utilisation de PCF, mais de nombreuses améliorations récentes semblent limiter ce problème, et ouvrent la possibilité d'utiliser de plus grandes longueurs de PCF.

### 1.1.3 Nouvelle génération de guides d'ondes

Les guides d'ondes avec des diamètres plus larges que la longueur d'onde de la lumière transmise sont largement utilisés dans les communications optiques, capteurs et autres applications. La diminution de la largeur des guides est souhaitable dans les applications de systèmes photoniques (miniaturisation des systèmes), mais la fabrication de ces guides optiques avec de faibles pertes reste encore actuellement un challenge (besoin de surface à faible rugosité et d'uniformité du diamètre). De plus, la recherche pour le traitement des signaux tout-optique est généralement considérée comme impraticable parce que les non-linéarités optiques sont habituellement faibles. C'est alors qu'une nouvelle génération de guides d'ondes est née depuis les années 1990, avec comme principale caractéristique un diamètre inférieur ou égal à la longueur d'onde de la lumière transmise, ils sont la clé d'un progrès continu vers les circuits intégrés tout-optiques à l'échelle micrométrique. Ces guides peuvent être classifiés dans deux grandes catégories : (i) les guides à cristaux photoniques [Joannopoulos, 1997 ; Soljacic, 2004] et (ii) les nanofils en silice [Tong, 2003]. Les guides d'ondes à cristaux photoniques utilisent le concept de guidage par bande interdite photonique (analogue aux fibres à bande interdite photonique), alors que les nanofils en silice guident la lumière avec le processus de réflexion interne totale mais au niveau de l'interface silice/air (voir figure 1.8). Aujourd'hui, toutes ces structures offrent également de nouvelles opportunités pour l'amélioration des effets non-linéaires.

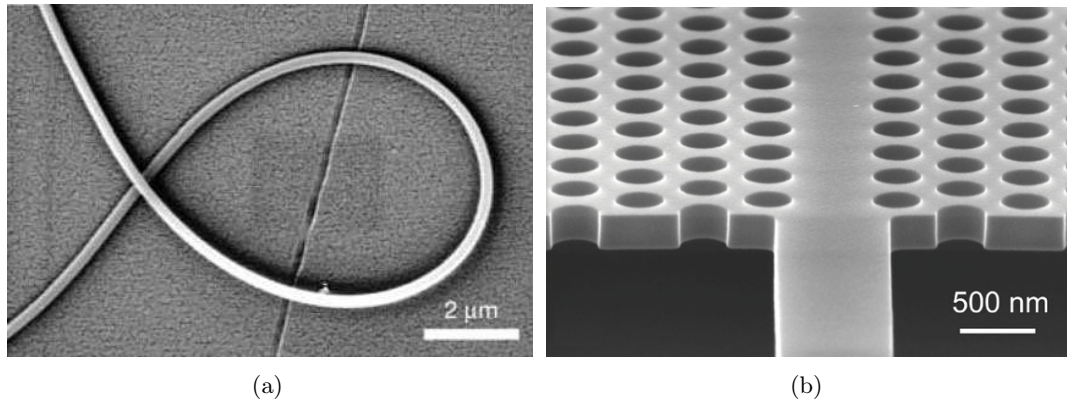


FIG. 1.8 – Images MEB (a) d'un nanofil en silice [Tong, 2003] et (b) d'un guide d'onde à cristaux photoniques en silicium [IBM Watson Research Center].

## 1.2 Non-linéarité optique et polarisation non-linéaire

### 1.2.1 Equation d'onde

Les processus optiques non-linéaires sont des manifestations de la propriété de certains matériaux d'acquies sous l'effet d'un champ lumineux, une polarisation dépendant de façon non-linéaire de l'amplitude du champ électrique. Dans la plupart des cas, l'origine physique de cette propriété se situe au niveau microscopique du matériau (nature des atomes ou des molécules le constituant, structure cristalline). La description de ces processus est basée sur une extension de la notion de propagation linéaire du champ électromagnétique dans la matière. Elle repose sur l'usage des équations de Maxwell macroscopiques, dans lesquelles la polarisation est exprimée au moyen d'un développement en puissance de l'amplitude des champs présents dans le milieu (ou plus exactement des composantes de polarisation de ces champs). De la même façon que les propriétés linéaires du milieu sont décrites au moyen d'une seule quantité, la susceptibilité linéaire, les propriétés non-linéaires d'un matériau sont caractérisées par un certain nombre de susceptibilités optiques non-linéaires. Selon la structure de celles-ci et la forme du champ électrique le traversant, le matériau pourra donner lieu à un certain nombre d'effets non-linéaires. Cette correspondance entre nature des processus et structure des susceptibilités permet ainsi une description globale et universelle des effets optiques non-linéaires.

La compréhension des phénomènes non-linéaires dans les fibres optiques nécessite d'examiner la théorie de la propagation d'ondes électromagnétiques dans les milieux non-linéaires dispersifs. Comme tout phénomène électromagnétique, la propagation de champs optiques dans les fibres est gouvernée par les équations de Maxwell. Celles-ci sont alors utilisées pour obtenir l'équation d'onde qui décrit la propagation de la lumière dans les fibres optiques (milieu considéré comme non-magnétique et en absence de charges libres). On obtient la forme suivante [Boyd, 2003] :

$$-\nabla^2 \vec{E}(x,y,z,t) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(x,y,z,t)}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}(x,y,z,t)}{\partial t^2} \quad (1.1)$$

où  $\epsilon_0$  et  $\mu_0$  sont respectivement la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique du vide, enfin  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide ( $c = 299\,792\,458$  m/s). On utilise la relation  $\mu_0 \epsilon_0 = 1/c^2$ . Pour terminer la description, une relation entre la polarisation induite  $\vec{P}$  et le champ électrique  $\vec{E}$  est nécessaire. En effet, le procédé le plus commun pour décrire les phénomènes optiques non-linéaires est basé sur l'expression de la polarisation en terme de force du champ électrique appliqué. La raison pour laquelle la polarisation joue un rôle clef est qu'elle peut agir comme source de nouvelles composantes du champ électromagnétique.

### 1.2.2 La non-linéarité optique

Un matériau peut être essentiellement considéré comme un ensemble de particules chargées (ions et électrons). Soumises à un champ électrique, les charges tendent à se déplacer : les charges positives dans le sens du champ électrique, les charges négatives dans le sens opposé. Dans un matériau conducteur, les électrons peuvent se déplacer à travers le matériau aussi longtemps que le champ électrique est appliqué, donnant lieu à un courant électrique. Dans le cas d'un diélectrique, qui est d'usage beaucoup plus courant en optique, les particules chargées sont liées fortement les unes aux autres, bien que leurs liens conservent une certaine "élasticité". Ainsi, en présence d'un champ électrique, les charges ont un mouvement uniquement transitoire et s'éloignent légèrement de leur position d'origine. Ces petits déplacements élémentaires (charges positives d'un côté, charges négatives de l'autre) se traduisent par l'apparition dans le matériau de moments dipolaires électriques induits. En d'autres termes, l'effet d'un champ électrique sur un diélectrique est d'induire une polarisation. Sous l'action du champ électrique d'une onde laser, les charges d'un diélectrique sont soumises à un mouvement oscillant de même fréquence, formant un ensemble de dipôles oscillants. On peut décrire une telle situation à l'aide d'un modèle simple d'oscillateur anharmonique illustrant l'existence d'une non-linéarité dans l'interaction entre un matériau et un faisceau laser [Shen, 1984]. Ceci permet d'introduire alors la relation constitutive entre polarisation du milieu et champ électrique auquel il est soumis, qui fait intervenir la notion de susceptibilité optique non-linéaire. En général, l'évaluation de  $\vec{P}$  nécessite une approche à partir de la mécanique quantique. Bien qu'une telle approche soit souvent nécessaire lorsque la fréquence optique est proche d'une résonance du milieu, une relation phénoménologique peut être utilisée loin des résonances du milieu. C'est le cas pour les fibres optiques dans la gamme de longueurs d'onde  $[0,4 - 2 \mu\text{m}]$ , qui est l'intérêt de cette étude des effets non-linéaires [Agrawal, 2001].

La polarisation totale  $\vec{P}$  induite par les dipôles électriques est une fonction non-linéaire du champ électrique  $\vec{E}$ , et satisfait une relation générale admettant un développement en puissance de  $E$ , du type [Boyd, 2003]:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \left( \chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \chi^{(2)} : \vec{E} \vec{E} + \chi^{(3)} : \vec{E} \vec{E} \vec{E} \right) \quad (1.2)$$

$$\equiv \vec{P}^{(1)} + \left( \vec{P}^{(2)} + \vec{P}^{(3)} + \dots \right) \quad (1.3)$$

$$\equiv \vec{P}_L + \vec{P}_{NL} \quad (1.4)$$

où  $\chi^{(j)}$  ( $j = 1, 2, \dots$ ) est la susceptibilité de  $j^{eme}$  ordre. En général,  $\chi^{(j)}$  est un tenseur de rang  $j+1$ . La polarisation  $\vec{P}$  est décomposée en deux termes distincts : la polarisation linéaire  $\vec{P}_L$  et la polarisation non-linéaire  $\vec{P}_{NL}$ . La susceptibilité linéaire  $\chi^{(1)}$  représente la contribution dominante de  $\vec{P}$ . Ses effets sont inclus à travers l'indice de réfraction  $n$  et le coefficient d'atténuation  $\alpha$  présentés par la suite. La susceptibilité d'ordre 2 :  $\chi^{(2)}$  est responsable d'effets non-linéaires tels que la génération de second harmonique et la génération de fréquence somme. Cependant, elle est non nulle, seulement si le milieu ne présente pas une symétrie d'inversion au niveau moléculaire. En ce qui concerne la silice ( $SiO_2$ ) qui est une molécule symétrique,  $\chi^{(2)}$  s'annule. Par conséquent, les fibres optiques ne présentent pas normalement d'effets non-linéaires issus de  $\chi^{(2)}$ .

Le fait que la polarisation totale  $\vec{P}$  puisse être exprimée de cette façon, n'est valable que dans le régime appelé *perturbatif*, qui correspond à des intensités inférieures à  $10^{13} \text{ W/cm}^2$ . En effet, la réponse non-linéaire de la matière soumise à un rayonnement intense se manifeste dans une dépendance non-linéaire de la polarisation induite sur le champ électrique du rayonnement incident. La non-linéarité peut avoir pour origine des processus très différents, selon l'intensité. A des intensités faibles et modérées, le champ incident est beaucoup plus faible



que le champ de Coulomb atomique, alors il ne perturbe que légèrement les états atomiques dans des conditions non-résonantes d'excitation. Les interactions non-linéaires ayant lieu dans ces conditions peuvent être décrites par une approche perturbative [Brabec, 2000]. Pour des intensités supérieures, la réponse atomique de polarisation est dominée par un processus d'ionisation et la contribution des électrons attachés est négligeable. Les conditions provoquant ces processus correspondent au *régime de champ intense* de l'optique non-linéaire. Les intensités nécessaires pour atteindre ce régime dépassent le seuil de dommage des fibres optiques en silice [Tien, 1999], par conséquent pour la suite seule l'approche perturbative suffit.

Les effets non-linéaires dans les fibres optiques ont finalement pour principale origine la susceptibilité d'ordre 3 :  $\chi^{(3)}$ , qui est responsable de phénomènes tels que la génération de troisième harmonique, le mélange à quatre ondes, et la réfraction non-linéaire. En effet, les termes de polarisation d'ordre supérieur sont généralement négligés pour leur faible contribution. Le point de départ pour l'étude de la propagation d'impulsions dans les fibres optiques est donc l'équation d'onde suivante :

$$\nabla^2 \vec{E}(x,y,z,t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(x,y,z,t)}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_L(x,y,z,t)}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}(x,y,z,t)}{\partial t^2} \quad (1.5)$$

où les parties linéaires et non-linéaires de la polarisation induite sont reliées au champ électrique  $\vec{E}$  par les relations décrites par la suite (section 1.2.4).

Avant d'analyser l'équation (1.5) en détail, on suppose donc un milieu homogène, isotrope et centro-symétrique. Ces conditions initiales permettent de considérer une approche selon une seule composante des champs, en supposant que le champ électrique maintienne sa polarisation pendant la propagation [Agrawal, 2001], permettant ainsi une approche scalaire de l'équation (1.5). Pour développer cette équation, on s'intéresse en particulier à la propagation selon l'axe  $z$  dans un système invariant axialement (symétrie cylindrique des fibres optiques), c'est-à-dire, un système dans lequel le profil d'indice de réfraction  $n_\omega(x,y,z) = n_\omega(x,y)$  est indépendant de  $z$  (mais présente une dépendance en fréquence).

### 1.2.3 Dérivation de l'équation d'onde

Les équations de propagation sont des outils numériques importants dans de nombreux secteurs de l'optique, particulièrement dans les systèmes optiques non-linéaires. D'un côté, on a la résolution directe des équations de Maxwell qui décrit rigoureusement la propagation de la lumière, mais nécessite d'importantes ressources informatiques pour la plupart des problèmes. Cette difficulté numérique limite sévèrement l'ensemble des problèmes qui peuvent être abordés. De l'autre côté, on a l'équation non-linéaire de Schrödinger (NLSE) [Agrawal, 2001], qui réduit considérablement l'effort de calcul numérique et fonctionne extrêmement bien pour certains problèmes de propagation en optique non-linéaire guidée. Cependant, sa simplicité numérique se paie généralement au prix de plusieurs approximations, qui limitent l'application de cette équation. Par conséquent, bien que la NLSE fonctionne souvent au-delà des prévisions, elle échoue généralement dans l'étude des impulsions ultracourtes de quelques cycles optiques. Des efforts considérables ont été consacrés à concevoir des équations de propagation qui partageraient les avantages des équations de Maxwell et de la NLSE [Brabec, 1997 ; Husakou, 2001]. Plusieurs types d'équations avec des *termes de correction* ont été dérivés prolongeant la région de validité de la NLSE, tout en préservant sa simplicité pour le calcul numérique. Ces approches sont des équations d'évolution qui diffèrent de la NLSE dans la quantité d'approximations nécessaires pour les dériver. On peut mentionner en particulier la NLSE généralisée [Blow, 1989 ; Mamyshev, 1990], et l'équation de propagation d'impulsion unidirectionnelle (UPPE) [Kolesik, 2002].

Ici, l'objectif est d'obtenir une équation différentielle du premier ordre et unidirectionnelle pour décrire la propagation d'impulsions dans les fibres optiques, à partir de l'équation d'onde et en limitant le nombre d'approximations. Tout d'abord, on développe l'opérateur spatial

tridimensionnel de l'équation (1.5) selon  $\nabla^2 = \nabla_{\perp}^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$  (avec  $\nabla_{\perp}^2$  : opérateur transverse), et on obtient :

$$\left[ \nabla_{\perp}^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \mathbf{E}(x,y,z,t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}(x,y,z,t)}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L(x,y,z,t)}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}(x,y,z,t)}{\partial t^2} \quad (1.6)$$

On rappelle que l'intérêt est d'étudier l'évolution d'impulsions dans des guides d'ondes, en particulier les fibres optiques monomodes, on peut donc considérer une propagation selon une seule dimension  $z$ , mais une généralisation à trois dimensions peut être envisagée [Brabec, 1997 ; Kolesik, 2004]. Le passage de l'équation précédente en considérant l'évolution selon  $z$  dans le domaine des fréquences donne :

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \right] \tilde{\mathbf{E}}(z,\omega) = -\mu_0 \omega^2 \tilde{\mathbf{P}}_L(z,\omega) - \mu_0 \omega^2 \tilde{\mathbf{P}}_{NL}(z,\omega) \quad (1.7)$$

ici on utilise la convention de transformée de Fourier suivante :

$$\tilde{\mathbf{E}}(z,\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}(z,t) e^{i\omega t} dt \quad (1.8)$$

avec  $\mathbf{E}(z,t)$  le champ électrique réel et le couple  $(z,t)$  sont les variables dans le repère du laboratoire.

En effet, l'équation (1.6) peut s'écrire sous la forme d'un système de deux équations (1.7-1.9), par l'intermédiaire de la séparation du champ électrique en une partie longitudinale et une autre partie transverse, tel que dans le domaine des fréquences [Husakou, 2001] :  $\tilde{\mathbf{E}}(x,y,z,\omega) = \tilde{F}(x,y,\omega) \tilde{\mathbf{E}}(z,\omega)$ , où la distribution modale transverse du champ  $\tilde{F}(x,y,\omega)$  est solution de l'équation d'Helmholtz suivante :

$$[\nabla_{\perp}^2 + k^2(\omega)] \tilde{F} = \beta^2(\omega) \tilde{F} \quad (1.9)$$

où  $k^2(\omega) = \varepsilon(\omega)\omega^2/c^2$  fait apparaître la fonction diélectrique  $\varepsilon(\omega)$  développée à la section(1.2.4), comprenant la contribution de la polarisation linéaire. Dans l'équation (1.9), la contribution du terme non-linéaire de la polarisation est ignorée car elle ne présente qu'une dépendance longitudinale. Il existe de nombreuses méthodes numériques (méthode multipôle, méthode de propagation de faisceau) pour déterminer la distribution transverse du mode fondamental  $\tilde{F}(x,y,\omega)$  et la constante de propagation  $\beta(\omega)$  du champ [Snyder, 2000], qui peuvent ainsi être introduites dans l'équation de propagation décrivant l'évolution de la partie longitudinale du champ selon  $z$ . De la même façon en introduisant  $k$ , l'équation (1.7) peut alors s'écrire :

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2(\omega) \right] \tilde{\mathbf{E}}(z,\omega) = -\mu_0 \omega^2 \tilde{\mathbf{P}}_{NL}(z,\omega) \quad (1.10)$$

Maintenant, l'obtention d'une équation de premier ordre à partir de l'équation (1.10) pour une efficacité numérique améliorée est généralement effectuée. Cette transition utilise une décomposition du champ du type enveloppe/porteuse, suivie d'un procédé de factorisation sujet aux approximations de certains termes dérivatifs en  $z$  ou à un traitement perturbatif [Agrawal, 2001]. Ce sont ces approximations qui limitent la validité de l'équation résultante aux champs optiques avec une structure temporelle plus lente qu'un cycle optique [Blow, 1989 ; Brabec, 1997 ; Karasawa, 2001]. Cependant, il a déjà été établi quelquefois que la réduction de cette équation de second ordre à une équation de premier ordre peut réellement s'effectuer sans aucune approximation sur le champ, à condition que des précautions soient prises correctement concernant la séparation des parties co-propagative  $\tilde{E}_+(z,\omega)$  et contra-propagative  $\tilde{E}_-(z,\omega)$  du champ électrique [Shen, 1984]. En effet, des techniques analytiques basées sur les fonctions

de Green [Shen, 1984 ; Ferrando, 2005], des opérateurs de projection [Kolesik, 2002], et des variables de champ directionnel [Kinsler, 2005] ont déjà toutes démontré cette possibilité de simplification.

En utilisant l'approche des fonctions de Green et définissant le champ total  $\tilde{\mathbf{E}}(z, \omega) = \tilde{E}_+(z, \omega) + \tilde{E}_-(z, \omega)$ , il est alors possible de transformer l'équation (1.10) en un système de deux équations du premier ordre, décrivant l'évolution de chacune des deux parties du champ total :

$$\left[ \frac{\partial}{\partial z} \mp ik(\omega) \right] \tilde{E}_{\pm}(z, \omega) = \pm i\mu_0 \frac{\omega^2}{2k(\omega)} \tilde{P}_{NL}(z, \omega, \tilde{\mathbf{E}}) \quad (1.11)$$

Cette équation met en évidence ici le couplage non-linéaire entre les parties co-propagative et contra-propagative du champ. Cependant, la simplification consistant à négliger ce couplage est une excellente approximation pour l'étude de propagation à des niveaux d'intensité en dessous du seuil de dommage diélectrique. En effet, des simulations basées sur les équations de Maxwell ont déjà validé cette approximation [Mizuta, 2005 ; Kinsler, 2005]. On peut maintenant décomposer chaque partie en termes d'enveloppe  $A$  et de porteuse oscillant à  $\omega_0$  telle que :

$$E_+(z, t) = \frac{1}{2} [A_+(z, t)e^{-i\omega_0 t} + c.c.] \quad (1.12)$$

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

Il est important de noter ici que cette enveloppe *généralisée* peut contenir une structure temporelle arbitrairement rapide. Le spectre du champ  $\tilde{E}_+(z, \omega)$  retient ainsi les composantes de fréquences multiples de  $\omega_0$ , et c'est ceci qui permet à la forme du champ reconstruit  $E_+(z, t)$  de modéliser précisément les dynamiques sub-cycle optique (voir chapitre V) [Genty, 2007]. Ce développement permet finalement d'obtenir un système de deux équations du premier ordre pour chaque composante d'enveloppe directionnelle :

$$\left[ \frac{\partial}{\partial z} \mp ik(\omega) \right] \tilde{A}_{\pm}(z, \omega) = \pm i\mu_0 \frac{\omega^2}{2k(\omega)} \tilde{p}_{NL}(z, \omega, \tilde{A}_{\pm}) \quad (1.13)$$

On s'intéresse seulement par la suite à la propagation de la partie co-propagative du champ, en particulier à la propagation de l'enveloppe  $A_+$ . De manière abusive, l'indice + désignant la partie co-propagative n'est plus employé. De plus, les composantes de polarisation  $P_L$  et  $P_{NL}$  sont exprimées de la même façon que le champ c'est-à-dire :

$$P_L(z, t) = \frac{1}{2} [p_L(z, t)e^{-i\omega_0 t} + c.c.] \quad (1.14)$$

$$P_{NL}(z, t) = \frac{1}{2} [p_{NL}(z, t)e^{-i\omega_0 t} + c.c.] \quad (1.15)$$

Dans la suite de ce chapitre, le développement de la polarisation non-linéaire de l'équation (1.13) ne sera pas complet (négligence du terme relatif au troisième harmonique) et mènera à une équation non-linéaire d'enveloppe étendue, suffisante pour la modélisation des phénomènes non-linéaires étudiés jusqu'au chapitre IV. Un développement plus rigoureux de  $\tilde{p}_{NL}$  est analysé au chapitre V menant à l'établissement d'une équation d'enveloppe non-linéaire généralisée permettant la modélisation de dynamiques sub-cycle optique.

### 1.2.4 La polarisation linéaire

On a vu précédemment que la polarisation totale  $P$  est habituellement une fonction non-linéaire de  $E$ . Cependant dans un premier temps, considérons le cas particulier d'une réponse purement linéaire. La polarisation induite est alors décrite dans le domaine temporel par [Boyd, 2003] :

$$P_L(z,t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^t R^{(1)}(t-t')E(z,t')dt' \quad (1.16)$$

où  $R^{(1)}$  est la fonction réponse linéaire. Cette relation est valable dans le cadre de l'approximation du dipôle électrique et suppose que la réponse du milieu est locale, la fonction réponse ne dépend pas de  $(x,y,z)$ , seul l'effet de mémoire du milieu est considéré. De plus, la fonction  $R^{(1)}$  est égale à zéro pour  $t < t'$  en vertu du principe de causalité qui dit que "l'effet ne peut avoir lieu avant la cause". L'équation (1.16) traduit le fait que la polarisation à l'instant  $t$  est la somme de toutes les contributions antérieures à  $t$ . En posant  $\tau = t - t'$ , on obtient :

$$P_L(z,t) = \varepsilon_0 \int_0^{+\infty} R^{(1)}(\tau)E(z,t-\tau)d\tau \quad (1.17)$$

Puisque  $R^{(1)}(\tau) = 0$  pour les valeurs négatives de  $\tau$ , on peut écrire :

$$P_L(z,t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} R^{(1)}(\tau)E(z,t-\tau)d\tau \quad (1.18)$$

L'équation (1.18) fait apparaître un produit de convolution, si bien que la polarisation est habituellement décrite dans l'espace conjugué des fréquences, aussi appelé espace de Fourier, où elle se décompose alors en un simple produit comme suivant :

$$\tilde{P}_L(z,\omega) = \varepsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) \tilde{E}(z,\omega) \quad (1.19)$$

où la transformée de Fourier du champ électrique est défini selon l'équation (1.8).

L'expression pour la susceptibilité linéaire est alors la suivante :

$$\chi^{(1)}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} R^{(1)}(\tau)e^{i\omega\tau}d\tau \quad (1.20)$$

On peut alors écrire l'induction électrique correspondante telle que :

$$\tilde{D}(z,\omega) = \varepsilon_0 \tilde{E}(z,\omega) + \tilde{P}(z,\omega) \quad (1.21)$$

$$= \varepsilon_0 \left( \tilde{E}(z,\omega) + \chi^{(1)}(\omega) \tilde{E}(z,\omega) \right) \quad (1.22)$$

$$= \varepsilon_0 \varepsilon(\omega) \tilde{E}(z,\omega) \quad (1.23)$$

où  $\varepsilon(\omega)$  est la constante diélectrique dépendante en fréquence du milieu. En général,  $\chi^{(1)}(\omega)$  et donc  $\varepsilon(\omega)$  sont des termes complexes. On peut ensuite relier l'indice de réfraction  $n(\omega)$  ainsi que le coefficient d'absorption  $\alpha(\omega)$  aux parties réelle et imaginaire de  $\chi^{(1)}(\omega)$ , sachant que  $Im[\chi^{(1)}]$  traduit l'absorption et que les relations de Kramers-Krönig relient  $Re[\chi^{(1)}]$  et  $Im[\chi^{(1)}]$  [Agrawal, 2001] :

$$\varepsilon(\omega) = \left[ n + \frac{i\alpha c}{2\omega} \right]^2 \quad (1.24)$$

$$n(\omega) = 1 + \frac{1}{2} Re[\chi^{(1)}(\omega)] \quad (1.25)$$

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{nc} Im[\chi^{(1)}(\omega)] \quad (1.26)$$

On notera par la suite la partie de l'indice de réfraction déterminée par la réponse linéaire :  $n_L(\omega)$ .

### 1.2.5 La polarisation non-linéaire

L'approche suivante plus complète est de considérer également la contribution non-linéaire de la polarisation, qui fait intervenir le terme d'ordre 3 pour la silice [Boyd, 2003] :

$$P_{NL}(z,t) = \varepsilon_0 \int \int \int_{-\infty}^t R^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) E(z,t_1) E(z,t_2) E(z,t_3) dt_1 dt_2 dt_3 \quad (1.27)$$

Comme précédemment, la fonction réponse  $R^{(3)}$  doit être nulle pour  $t < t_i$  pour assurer la causalité. En posant  $\tau_i = t - t_i$ , on obtient :

$$P_{NL}(z,t) = \varepsilon_0 \int \int \int_{-\infty}^{+\infty} R^{(3)}(\tau_1, \tau_2, \tau_3) E(z, t - \tau_1) E(z, t - \tau_2) \times E(z, t - \tau_3) d\tau_1 d\tau_2 d\tau_3 \quad (1.28)$$

$\chi^{(3)}(\omega)$  est alors défini comme la transformée de Fourier de  $R^{(3)}$ .

L'application d'une impulsion optique courte et de haute intensité sur une molécule perturbe sa structure électronique, et conduit à une modification de sa polarisabilité qui dépend de l'intensité, ou à un indice de réfraction dépendant de l'intensité. Cet effet électronique se produit sur une échelle de temps plus courte (de l'ordre de  $10^{-15}$ s) que l'impulsion optique en général, et peut être considéré ainsi comme instantané. Cependant, la perturbation induite de la structure électronique perturbe également le champ vu par les noyaux de la molécule et peut exciter des vibrations moléculaires. Ceci a comme conséquence des modifications additionnelles de la polarisabilité de la molécule, qui dépendent du temps (et de l'intensité). La partie modifiée de la polarisabilité (dépendant de l'intensité) associée à l'excitation des vibrations moléculaires est l'effet Raman [Blow, 1989 ; Stolen, 1989].

#### 1.2.5.1 L'effet Kerr

Supposons dans un premier temps que la réponse non-linéaire est uniquement instantanée, ceci entraîne que la dépendance de  $R^{(3)}$  par rapport au temps est donnée par le produit de trois fonctions de Dirac, de la forme  $\delta(\tau_i)$ , l'équation (1.28) se réduit alors à :

$$P_{NL}(z,t) = \varepsilon_0 R^{(3)} E(z,t) E(z,t) E(z,t) \quad (1.29)$$

Cette réponse non-linéaire instantanée revient à négliger la contribution des vibrations moléculaires à  $\chi^{(3)}$  (effet Raman), cette contribution supplémentaire sera introduite par la suite. En général, les électrons et les noyaux répondent au champ optique de manière non-linéaire. La réponse du noyau est en soi plus lente comparée à la réponse électronique. Pour les fibres optiques (en silice), la réponse Raman se produit sur une échelle de temps d'environ 100 fs. Lorsque l'équation (1.12) est remplacée dans l'équation (1.29), la polarisation non-linéaire  $P_{NL}$  s'écrit :

$$P_{NL}(z,t) = \frac{\varepsilon_0}{8} R^{(3)} [3|AA^*|A(z,t)e^{-i\omega_0 t} + A^3(z,t)e^{-3i\omega_0 t} + c.c.] \quad (1.30)$$

Dans cette équation, on peut donc observer un terme oscillant à  $\omega_0$  mais également un autre terme oscillant à la fréquence du troisième harmonique  $3\omega_0$ . Ce deuxième terme peut entraîner la génération de troisième harmonique s'il est en accord de phase avec l'onde pompe, ce qui n'est généralement pas envisageable dans les fibres optiques. Il est habituellement négligé [Agrawal, 2001] dans les modélisations basées sur la propagation de l'enveloppe du champ. Il n'est donc pas pris en compte dans la suite de ce développement, cependant une première étude lui sera consacrée dans le chapitre V de ce mémoire.

Par conséquent, en identifiant les équations (1.14) et (1.30) sans tenir compte du terme de troisième harmonique, on obtient :

$$p_{NL}(z,t) \approx \varepsilon_0 \varepsilon_{NL} A(z,t) \quad (1.31)$$

$$\varepsilon_{NL} = \frac{3}{4} R^{(3)} |A(z,t)|^2 \quad (1.32)$$

En écrivant la polarisation totale d'après l'équation (1.2), comme la somme des polarisations linéaire et non-linéaire :

$$p(z,t) = p_L(z,t) + p_{NL}(z,t) = \varepsilon_0 \left[ R^{(1)} + \frac{3}{4} R^{(3)} |AA^*| \right] A(z,t) \quad (1.33)$$

on traite alors le deuxième terme  $\varepsilon_{NL}$  comme une faible perturbation par rapport à  $\varepsilon_L$ . Connaissant la contribution non-linéaire à la constante diélectrique, on peut définir comme précédemment l'indice de réfraction et le coefficient d'absorption, qui dépendent de  $\omega$  mais aussi de l'intensité du champ électrique :

$$n = 1 + \frac{1}{2} \text{Re}[\chi^{(1)}(\omega)] + n_2 |A|^2 \quad (1.34)$$

$$\alpha = \frac{\omega}{nc} \text{Im}[\chi^{(1)}(\omega)] + \alpha_2 |A|^2 \quad (1.35)$$

où le coefficient d'indice non-linéaire  $n_2$  et le coefficient d'absorption à deux photons  $\alpha_2$  sont donnés par [Agrawal, 2001]:

$$n_2 = \frac{3}{8n_L} \text{Re}[\chi^{(3)}] \quad (1.36)$$

$$\alpha_2 = \frac{3\omega_0}{4n_L c} \text{Im}[\chi^{(3)}] \quad (1.37)$$

L'équation (1.34) montre que l'indice de réfraction dépend de l'intensité (ce qui fait référence au phénomène de réfraction non-linéaire), il s'écrit sous la forme simple :

$$n = n_L + n_2 |A|^2 \quad (1.38)$$

où  $n_L$  est la partie linéaire donnée par l'équation (1.25). La formule (1.38) définit l'effet Kerr, il s'agit d'auto-action d'une onde sur elle-même, ce qui veut dire qu'il n'y a pas de condition d'accord de phase à vérifier. Le paramètre  $n_2$  dans l'équation (1.36) fait apparaître la partie réelle de  $\chi^{(3)}$ , et il est généralement exprimé en  $m^2/W$ . Enfin, le paramètre  $\alpha_2$  est relativement faible pour les fibres optiques (en silice), il sera donc négligé [Agrawal, 2001].

Il faut remarquer qu'en reprenant l'équation (1.38) et en appliquant une intensité  $I = 10^{17} \text{ W/m}^2$  qui correspond à un cas extrême de propagation proche du seuil de dommage, on vérifie que la contribution non-linéaire relative  $n_2 I / n_L$  à  $n$  reste de l'ordre de  $10^{-3}$  (en prenant les valeurs caractéristiques des fibres optiques en silice  $n_L = 1,46$  et  $n_2 = 2,6 \cdot 10^{-20} m^2/W$ ), ce qui confirme la validité d'une étude perturbative.

### 1.2.5.2 La réponse non-linéaire totale

Le terme de polarisation non-linéaire totale est défini par l'équation (1.28). Cette relation entre  $P_{NL}$  et  $E$  à travers la susceptibilité est généralement simplifiée et réécrite sous la forme d'une fonction réponse causale, qui dépend du temps et agissant sur l'intensité optique. En effet, les processus de troisième ordre considérés sont non-résonants, de sorte que la fonction réponse agit seulement sur l'intensité du champ optique (lorsque les fréquences optiques sont bien au-dessous des fréquences de résonance électroniques et bien au-dessus des fréquences de

résonance du noyau). Dans le cadre de l'approximation de Born-Oppenheimer, cette fonction réponse est constituée de deux contributions : la première provient des déformations des orbites électroniques autour du noyau, et la deuxième résulte de modifications des mouvements du noyau induit par le champ optique [Hellwarth, 1975].

Les effets non-linéaires peuvent être inclus en supposant la forme de  $P_{NL}$  suivante [Hellwarth, 1977 ; Stolen, 1989] :

$$P_{NL}(z,t) = \varepsilon_0 E(z,t) \int_{-\infty}^{+\infty} R^{(3)}(\tau_1) |E(z,t - \tau_1)|^2 d\tau_1 \quad (1.39)$$

où la fonction réponse  $R^{(3)}(\tau)$  contient donc la non-linéarité de Kerr instantanée  $\delta(\tau)$  ainsi que la réponse Raman retardée  $h_R(\tau)$ , elle est définie par la relation suivante :

$$R^{(3)}(\tau) = 2n_2 n_L(\omega) [(1 - f_R)\delta(\tau) + f_R h_R(\tau)] \quad (1.40)$$

où  $f_R$  représente la fraction de la réponse Raman retardée qui contribue à  $n_2$  lié à  $R^{(3)}$ . En effet, cette description suppose que l'indice non-linéaire  $n_2$  (habituellement mesuré dans des expériences d'automodulation de phase) est constitué d'une partie instantanée  $n_{2\infty}$  et d'une partie retardée  $n_{2R}$  [Stolen, 1989] :

$$n_2 = n_{2\infty} + n_{2R} = n_2(1 - f_R) + n_2 f_R$$

Il faut noter ici que la forme de  $P_{NL}$  décrite par l'équation (1.39), modifie le développement de la section précédente (équations 1.29-1.36) et la relation (1.36) est devenue  $n_2 = \frac{1}{2n_L} \text{Re}[\chi^{(3)}]$ .

Pour développer et analyser le terme de polarisation non-linéaire, on utilise la définition (1.40), il en ressort les deux contributions Kerr et Raman suivantes :

$$P_{NL}(z,t) = 2\varepsilon_0 n_2 n_L(\omega) E(z,t) \left[ (1 - f_R) |E|^2 + f_R \int_{-\infty}^{+\infty} h_R(\tau_1) |E(z,t - \tau_1)|^2 d\tau_1 \right] \quad (1.41)$$

$$P_{NL} = P_{NL}^{Kerr} + P_{NL}^{Raman}$$

puis, en remplaçant  $E$  par l'équation (1.12), les deux contributions deviennent respectivement :

$$P_{NL}^{Kerr} = \varepsilon_0 n_2 n_L(\omega) (1 - f_R) |A|^2 (A(z,t) e^{-i\omega_0 t} + c.c.) \quad (1.42)$$

$$P_{NL}^{Raman} = \varepsilon_0 n_2 n_L(\omega) f_R (A(z,t) e^{-i\omega_0 t} + c.c.) \int_{-\infty}^{+\infty} h_R(\tau_1) |A(z,t - \tau_1)|^2 d\tau_1 \quad (1.43)$$

Enfin, si on identifie  $P_{NL}$  à l'équation (1.15), on obtient la polarisation non-linéaire appliquée à l'enveloppe  $A$  qui peut ainsi être introduite dans l'équation (1.13) :

$$p_{NL}(z,t) = 2\varepsilon_0 n_2 n_L A(z,t) \left[ (1 - f_R) |A|^2 + f_R \int_{-\infty}^{+\infty} h_R(\tau_1) |A(z,t - \tau_1)|^2 d\tau_1 \right] \quad (1.44)$$

Plus de détails concernant les paramètres  $n_2$ ,  $f_R$  et la fonction  $h_R$  seront donnés dans la section (1.4).

### 1.3 Equation d'enveloppe non-linéaire

Il est maintenant nécessaire d'effectuer le développement complet de l'équation non-linéaire d'enveloppe (équation 1.13) en introduisant l'expression précédente de  $p_{NL}$ . On rappelle que seules les négligences de la partie contra-propagative du champ et du terme de troisième harmonique dans la réponse non-linéaire ont été appliquées jusqu'ici. La suite de ce développement aboutit volontairement à la formulation dans le domaine temporel de l'équation d'enveloppe non-linéaire, bien que la formulation dans le domaine des fréquences [François, 1991] soit également employée dans un certain nombre d'études [Genty, 2002; Chang, 2003]. L'approche dans le domaine des fréquences montre, en particulier, directement la dépendance en fréquence des effets tels que la dispersion, les pertes et l'aire effective du mode guidé. Mais l'approche dans le domaine temporel est habituellement préférée dans la littérature de l'optique non-linéaire guidée pour sa similitude analytique avec l'équation non-linéaire de Shrödinger, facilitant ainsi l'interprétation physique des résultats. De plus, l'extension de la formulation dans le domaine temporel afin d'inclure les effets du bruit, a déjà été effectuée [Drummond, 2001; Amans, 2005], et fut prouvée comme étant indispensable à la modélisation des propriétés de stabilité et de cohérence dans le cadre de la génération de supercontinuum.

On procède donc à l'utilisation de l'équation (1.13) suivant l'approche habituelle où l'enveloppe co-propagative est normalisée de telle façon que  $|A|^2$  donne la puissance instantanée en watts [Agrawal, 2001]. On obtient :

$$\left[ \frac{\partial}{\partial z} - \imath k(\omega) \right] \tilde{A}(z, \omega) = \imath \mu_0 \frac{\omega^2}{2k(\omega)A_{eff}(\omega)} \tilde{p}_{NL}(z, \omega, \tilde{A}) \quad (1.45)$$

où  $\tilde{p}_{NL}(z, \omega, \tilde{A})$  est la transformée de Fourier de  $p_{NL}(z, t, A)$ , et le paramètre *aire effective du mode guidé*  $A_{eff}(\omega)$  (exprimé en  $m^2$  et dépendant de la fréquence) a été introduit, ce dernier est défini comme suivant :

$$A_{eff}(\omega) = \frac{\left( \int \int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{F}(x, y, \omega)|^2 dx dy \right)^2}{\int \int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{F}(x, y, \omega)|^4 dx dy} \quad (1.46)$$

On remarque que son évaluation nécessite la détermination de la distribution  $\tilde{F}(x, y, \omega)$  du mode fondamental liée à l'équation (1.9).

L'équation (1.45) peut se développer en rappelant la relation (1.24) :

$$k(\omega) = \omega \sqrt{\varepsilon}/c = n_L \omega / c + \imath \alpha / 2 = \beta(\omega) + \imath \alpha / 2$$

mais la forme exacte de  $\beta(\omega)$  est rarement connue, il est donc utile de développer ce paramètre en série de Taylor autour de la fréquence porteuse, tel que :

$$\beta(\omega) \equiv \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{m!} \left( \frac{\partial^m \beta}{\partial \omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} = (\beta_0)_{\omega_0} + (\omega - \omega_0)(\beta_1)_{\omega_0} + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2(\beta_2)_{\omega_0} + \dots \quad (1.47)$$

Le terme de droite de l'équation (1.45) se simplifie alors en se référant à l'expression de  $p_{NL}$ , on écrit :

$$\left[ \frac{\partial}{\partial z} - \imath \beta(\omega) + \frac{\alpha}{2} \right] \tilde{A}(z, \omega) = \imath \frac{n_2 \omega}{c A_{eff}(\omega)} \left[ \frac{\tilde{p}_{NL}(z, \omega, \tilde{A})}{2 \varepsilon_0 n_2 n_L} \right] \quad (1.48)$$

Le passage de l'équation (1.45) à (1.48), en particulier le terme de droite, fait appel à la simplification du rapport suivant  $n_L / \sqrt{\varepsilon} \simeq 1$ . En effet, les pertes optiques  $\alpha$  dans les fibres sont habituellement faibles dans la région spectrale étudiée, la partie imaginaire de  $\varepsilon(\omega)$  est



très inférieure à la partie réelle. Ainsi, on remplace généralement  $\varepsilon(\omega)$  par  $n^2(\omega)$  et les pertes peuvent être introduites d'une manière perturbative [Agrawal, 2001].

Le paramètre non-linéaire  $\gamma(\omega)$  caractéristique est alors défini comme [Agrawal, 2001] :

$$\gamma(\omega) = \frac{n_2\omega}{cA_{eff}(\omega)} \quad (1.49)$$

Pour la même raison et de la même façon que  $\beta(\omega)$ , le paramètre  $\gamma(\omega)$  est développé en série de Taylor :

$$\gamma(\omega) \equiv \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{m!} \left( \frac{\partial^m \gamma}{\partial \omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (1.50)$$

Ce développement introduit seulement jusqu'au premier ordre de  $\gamma(\omega)$  permet également de prendre en compte par la suite la dépendance en fréquence de  $A_{eff}(\omega)$  de manière simple et précise, dans la formulation dans le domaine temporel de l'équation d'enveloppe non-linéaire (voir chapitre III). Pour terminer le développement dans le domaine temporel, on utilise la transformée de Fourier inverse de l'équation (1.48), ce qui donne :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} A(z,t) + \left[ -i \sum_{m=0}^{\infty} \frac{i^m}{m!} \left( \frac{\partial^m \beta}{\partial \omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \frac{\partial^m A(z,t)}{\partial t^m} \right] + \frac{\alpha}{2} A(z,t) \\ = i \left[ \gamma(\omega_0) + i \left( \frac{\partial \gamma(\omega)}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right] \frac{p_{NL}(z,t,A)}{2\varepsilon_0 n_2 n_L} \end{aligned} \quad (1.51)$$

On note que la dépendance en fréquence de l'atténuation  $\alpha$  est négligée ici, elle ne fera pas l'objet d'une étude détaillée par la suite.

Il suffit maintenant de remplacer  $p_{NL}(z,t,A)$  par son expression (équation 1.44) :

$$\begin{aligned} \left[ \frac{\partial}{\partial z} - i\hat{D} + \frac{\alpha}{2} \right] A(z,t) = i\gamma(\omega_0) \left( 1 + i\tau_{shock} \frac{\partial}{\partial t} \right) \times \\ A(z,t) \left[ (1 - f_R)|A|^2 + f_R \int_{-\infty}^{+\infty} h_R(\tau_1) |A(z,t - \tau_1)|^2 d\tau_1 \right] \end{aligned} \quad (1.52)$$

Afin de simplifier cette équation, on a introduit un opérateur  $\hat{D}$  appelé *opérateur dispersion*, défini comme suivant :

$$\hat{D} = \sum_{m \geq 0} \frac{i^{m+1}}{m!} \left( \frac{\partial^m \beta}{\partial \omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \frac{\partial^m}{\partial t^m} \quad (1.53)$$

ainsi que le paramètre suivant appelé *terme de choc optique* :

$$\tau_{shock} = \tau_0 - \left\{ \frac{\partial}{\partial \omega} [\ln A_{eff}(\omega)] \right\}_{\omega=\omega_0} \quad (1.54)$$

avec  $\tau_0 = 1/\omega_0$  le terme de choc optique simplifié, qui est généralement employé [Agrawal, 2001] lorsque la dépendance en fréquence de l'aire effective du mode guidé n'est pas prise en compte dans l'équation de propagation, décrite dans le domaine temporel. Cette expression étendue de  $\tau_{shock}$  fut déjà évoquée dans certaines études précédentes [Blow, 1989 ; Mamyshev, 1990 ; Karasawa, 2001], cependant elle restait négligée, son influence est étudiée dans le cadre de la génération de supercontinuum au chapitre III.

L'équation (1.52) présentée est nommée : *équation d'enveloppe non-linéaire étendue*. Elle décrit dans le domaine temporel la propagation de l'enveloppe A (enveloppe de la partie co-propagative du champ E) de l'impulsion dans le référentiel du laboratoire (fixe), selon l'axe longitudinal  $z$  de la fibre optique étudiée.

Cependant, il est possible de réaliser une étude dans le repère se déplaçant avec l'enveloppe de l'impulsion à la vitesse de groupe  $v_g$ , en employant la transformation suivante :  $T = t - z/v_g = t - \beta_1 z$  (ceci entraîne les transformations suivantes dans l'équation (1.52) :  $z \rightarrow z$  et  $\partial/\partial z \rightarrow \partial/\partial z - \beta_1 \partial/\partial T$ ). On reprend également l'équation (1.12), en introduisant la phase  $e^{i\beta_0 z}$  qui permet également de s'affranchir du déplacement de la porteuse, et on écrit le champ sous la forme suivante :

$$E(z,t) = \frac{1}{2} \left[ A(z,t) e^{i(\beta_0 z - \omega_0 t)} + c.c. \right] \quad (1.55)$$

L'équation non-linéaire d'enveloppe devient alors dans le repère mobile :

$$\left[ \frac{\partial}{\partial z} - \widehat{D}' + \frac{\alpha}{2} \right] A(z,T) = i\gamma(\omega_0) \left( 1 + i\tau_{shock} \frac{\partial}{\partial T} \right) \times \\ A(z,T) \left[ (1 - f_R) |A|^2 + f_R \int_{-\infty}^{+\infty} h_R(\tau_1) |A(z, T - \tau_1)|^2 d\tau_1 \right] \quad (1.56)$$

avec l'opérateur  $\widehat{D}'$  défini comme :

$$\widehat{D}' = \sum_{m \geq 2} \frac{i^{m+1}}{m!} \left( \frac{\partial^m \beta}{\partial \omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \frac{\partial^m}{\partial T^m} \equiv [\beta(\omega) - (\beta_0)_{\omega_0} - (\omega - \omega_0)(\beta_1)_{\omega_0}] \quad (1.57)$$

De manière générale, on remarque que l'équation (1.56) est similaire aux équations décrivant la propagation de l'enveloppe dans la littérature [Agrawal, 2001] avec une extension du terme de choc optique. Il apparaît dans cette équation : un terme de dispersion ( $\widehat{D}'$ ), un paramètre introduisant les pertes ( $\alpha$ ) et un paramètre décrivant l'importance des effets non-linéaires ( $\gamma$ ). L'enveloppe  $A$  des impulsions initiales de puissance crête  $P_0$ , injectées dans la fibre prend généralement les formes suivantes :

– *impulsion de type gaussienne :*

$A(z=0, T) = \sqrt{P_0} \exp[-T^2/(2T_0^2)]$ , avec  $T_0$  la demi-largeur (au point d'intensité  $P_0/e$ ), en pratique on utilise plus facilement la largeur totale à mi-hauteur  $T_{FWHM}$  à la place de  $T_0$ . Pour une impulsion gaussienne, la relation est :  $T_{FWHM} = 2(\ln 2)^{1/2} T_0 \simeq 1.665 T_0$ . Bien que les impulsions, émises par un grand nombre de lasers, correspondent à un profil gaussien, on considère habituellement des impulsions de forme sécante hyperbolique, en particulier, dans le contexte des solitons optiques et des impulsions émises par des lasers à modes bloqués.

– *impulsion de type sécante hyperbolique :*

$A(z=0, T) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech}[T/T_0]$ , avec  $T_0$  reliée à la largeur totale à mi-hauteur  $T_{FWHM}$  par la relation :  $T_{FWHM} = 2 \ln(1 + \sqrt{2}) T_0 \simeq 1.763 T_0$ .

Enfin, on rappelle que le contrôle du chirp (dépendance temporelle de la fréquence instantanée, appelée également : dérive de fréquence) linéaire initial de l'impulsion peut être intégré par l'intermédiaire du paramètre  $C$  de chirp, sous la forme suivante, ici pour une impulsion de type sécante hyperbolique :  $A(z=0, T) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech}[T/T_0] \exp[-iCT^2/(2T_0^2)]$ .

## 1.4 Description des principaux termes de l'équation d'enveloppe non-linéaire

Après l'obtention de l'équation d'enveloppe non-linéaire étendue, il semble nécessaire d'introduire brièvement les principaux termes de l'équation avant leur intégration numérique.

### 1.4.1 Dispersion

#### 1.4.1.1 Dispersion chromatique

Lorsqu'une onde électromagnétique interagit avec les électrons des couches externes d'un diélectrique, la réponse du milieu dépend généralement de la fréquence de l'onde propagée. Cette propriété se manifeste à travers l'indice de réfraction du milieu  $n_0(\omega)$ . L'origine de la dispersion chromatique est reliée aux fréquences de résonance caractéristiques auxquelles le milieu absorbe la radiation électromagnétique à travers des oscillations d'électrons. Loin des fréquences de résonance du matériau, l'indice du milieu peut être approché par l'équation de Sellmeier :

$$n_0^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (1.58)$$

où  $\omega_j$  sont les pulsations de résonance du matériau (dans le vide) et les coefficients  $B_j$ , les forces de ces résonances. La somme de l'équation (1.58) s'étend sur toutes les résonances du matériau qui contribuent à la gamme de fréquences étudiée. Dans le cas des fibres optiques [Malitson, 1965], la courbe de dispersion peut être obtenue à partir des trois résonances suivantes de la silice :

m=3	$B_j$	$\lambda_j$ ( $\mu\text{m}$ )
j=1	0.6961663	0.0684043
j=2	0.4079426	0.1162414
j=3	0.8974794	9.896161

avec  $\lambda_j = 2\pi c/\omega_j$ .

La dispersion chromatique due au matériau et décrite jusqu'à maintenant, n'est pas la seule contribution à la dispersion totale d'une fibre optique. En effet, il ne faut pas oublier d'ajouter la dispersion introduite par le guide lui-même, qui est dans notre cas : la fibre optique. On rappelle également que la dispersion des fibres optiques actuelles dévie de celle de la silice pure, car pour la plupart, leur cœur présente différents niveaux de dopants (germanium, phosphore, ...) modifiant par conséquent les propriétés de la silice.

#### 1.4.1.2 Dispersion du guide

La dispersion du guide est généralement plus faible que la dispersion chromatique dans les fibres standards. Il faut noter que sa contribution dépend essentiellement des paramètres de conception de la fibre tels que le diamètre de cœur et la différence d'indice entre le cœur et la gaine (profil d'indice). Ce phénomène peut être utilisé pour décaler la longueur d'onde de dispersion nulle  $\lambda_{D=0}$  vers les longueurs d'onde proches de 1550 nm (où les pertes de la fibre sont minimales). Ces fibres à dispersion décalée (DSF) trouvent beaucoup d'applications dans les systèmes de communications et elles sont facilement disponibles commercialement. Il est également possible de concevoir des fibres optiques présentant une faible dispersion d'allure plane sur une large gamme de longueurs d'onde allant de 1300 à 1600 nm. Ceci est réalisé en employant des couches multiples de gaine. La dispersion de guide peut enfin être utilisée pour produire des fibres pour lesquelles la dispersion varie le long de la fibre. Un exemple est fourni par les fibres à dispersion décroissante (DDF : Dispersion-Decreasing Fibre) réalisées par un

étirage particulier de la fibre durant lequel le diamètre du cœur est réduit peu à peu. Il faut ajouter la catégorie spéciale des fibres microstructurées air/silice dans laquelle la contribution de la dispersion du guide est très élevée et permet de décaler la longueur d'onde de dispersion nulle vers les courtes longueurs d'onde proche du domaine visible.

Pour conclure, on rappelle que la dispersion totale est bien la somme algébrique de la dispersion du matériau et de la dispersion du guide. Toutes ces contributions doivent être prises en compte avant le développement de  $\beta(\omega)$ .

### 1.4.1.3 Dispersion totale

La dispersion joue un rôle critique dans la propagation d'impulsions courtes car les différentes composantes spectrales associées à l'impulsion se déplacent à des vitesses différentes données par  $c/n(\omega)$ . Même si les effets non-linéaires ne sont pas importants, l'élargissement des impulsions induit par la dispersion peut être préjudiciable pour les systèmes de communications. Mathématiquement, les effets de dispersion de la fibre sont pris en compte par le développement de la constante de propagation du mode  $\beta$  en série de Taylor autour de  $\omega_0$  (pulsation centrale du spectre de l'impulsion) :

$$\beta(\omega) = n_{eff}(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots$$

où les dérivées d'ordre  $j$  ( $j=0,1,2,\dots$ ) de la constante de propagation à  $\omega_0$  permettent de reconstruire la courbe de dispersion :

$$\beta_j = \left( \frac{\partial^j \beta}{\partial \omega^j} \right)_{\omega=\omega_0}$$

Les paramètres  $\beta_1$  et  $\beta_2$  sont reliés à l'indice de réfraction effectif du mode guidé  $n(\omega) = n_{eff}$  (prise en compte des contributions du guide et du matériau à la dispersion) et ses dérivées par :

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left( n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega} \right)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left( 2 \frac{\partial n}{\partial \omega} + \omega \frac{\partial^2 n}{\partial \omega^2} \right)$$

où  $n_g$  est l'indice de groupe et  $v_g$  est la vitesse de groupe. L'enveloppe d'une impulsion se déplace à la vitesse de groupe tandis que le paramètre  $\beta_2$  représente la dispersion de vitesse de groupe (GVD: *Group Velocity Dispersion*) exprimée en  $s^2/m$ , qui est responsable de l'élargissement de l'impulsion. Ce paramètre de dispersion est souvent exprimé dans la littérature par le paramètre  $D$  (à ne pas confondre avec l'opérateur  $\hat{D}$ ) :

$$D = \frac{\partial \beta_1}{\partial \lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (1.59)$$

En ce qui concerne la silice,  $\beta_2$  s'annule à la longueur d'onde d'environ 1270 nm (elle est appelée : longueur d'onde de dispersion nulle  $\lambda_{D=0}$ ), et devient négatif pour de plus grandes longueurs d'onde. Cependant, la dispersion totale n'est pas nulle, il reste la contribution des ordres supérieurs de dispersion  $\beta_{j \geq 3}$ . Les effets des ordres supérieurs de dispersion peuvent être la distortion d'impulsions ultracourtes dans les deux régimes linéaire et non-linéaire. De manière générale, ils manifestent différents comportements selon le signe du paramètre de GVD. Pour les longueurs d'onde telles que  $\lambda < \lambda_{D=0}$ , la fibre présente une dispersion dite *normale* comme  $\beta_2 > 0$  ( $D < 0$ ). Dans ce régime, les composantes hautes-fréquences (décalées vers le bleu) d'une impulsion se déplacent plus lentement que les composantes basses-fréquences (décalées vers le rouge) de cette même impulsion. En revanche, le contraire se passe dans le régime de dispersion dite *anormale*, pour lequel  $\beta_2 < 0$  ( $D > 0$ ) lorsque  $\lambda > \lambda_{D=0}$ .

Ce régime de dispersion anormale est généralement très étudié dans les fibres optiques car il permet de supporter les *solitons* obtenus par la compensation des effets dispersifs et non-linéaires.

### 1.4.2 Effets non-linéaires

Il a été vu dans la section (1.2) que les effets non-linéaires dans les fibres optiques ont pour origine la susceptibilité d'ordre 3. Celle-ci est responsable de phénomènes tels que la génération de troisième harmonique, le mélange à quatre ondes et la réfraction non-linéaire [Shen, 1984]. Sans effort particulier pour effectuer un accord de phase, les processus non-linéaires, qui mènent à la génération de nouvelles fréquences (qui se propagent à des vitesses différentes de la pompe), ne sont pas efficaces dans les fibres. Par conséquent, la plupart des effets non-linéaires proviennent de la réfraction non-linéaire.

#### 1.4.2.1 Réfraction non-linéaire et effet Kerr optique

Ce phénomène se réfère à la dépendance en intensité de l'indice de réfraction. Cette dépendance d'un milieu transparent à l'intensité du champ optique est connue sous le nom d'effet Kerr optique. Dans une fibre optique, il est considéré comme instantané, et provenant de la déformation, par le champ optique, de la répartition de charge électronique des molécules de silice. Dans sa plus simple forme, l'indice de réfraction peut s'écrire :

$$n(\omega, I) = n_L(\omega) + n_2 I \quad (1.60)$$

où  $n_L(\omega)$  est la partie linéaire correspondant à l'indice effectif  $n_{eff}$  décrit précédemment,  $I$  l'intensité optique appliquée et  $n_2$  le coefficient non-linéaire de l'indice de réfraction proportionnel à la partie réelle de la susceptibilité d'ordre 3. Une valeur de  $n_2$  égale à  $2,6 \cdot 10^{-20} m^2/W$  est généralement appropriée pour une fibre optique en silice [Agrawal, 2001]. Il faut noter que cette approche suppose la variation de  $n_2$  en fonction de la fréquence comme négligeable, ce qui est habituellement une bonne approximation loin des résonances de l'ultraviolet dans la silice [Milam, 1998].

Les conséquences directes de la variation en intensité de l'indice de réfraction, sont l'apparition d'effets non-linéaires, en particulier l'automodulation de phase (SPM) et l'intermodulation de phase (XPM). L'application la plus directe de l'effet Kerr optique dans une fibre optique est le processus d'automodulation de phase qui affecte les impulsions lumineuses. Un champ suffisamment intense qui se propage dans une fibre de longueur  $L$  subit un déphasage non-linéaire auto-induit (proportionnel à l'intensité du champ) dont la valeur est donnée par la relation suivante :

$$\Delta\Phi_{SPM} = n_2 k_0 I L = \gamma(\omega_0) P L \quad (1.61)$$

où  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  est le vecteur d'onde,  $I$  l'intensité du champ,  $P$  la puissance correspondante, et  $\gamma(\omega_0)$  le coefficient non-linéaire de la fibre. Ce déphasage, en raison de la dépendance de la fréquence d'une onde vis à vis de sa phase instantanée  $\omega(t) = -\partial\Phi/\partial t$ , se traduit par un élargissement spectral symétrique (par rapport à  $\omega_0$ ) d'impulsions ultracourtes injectées en entrée de fibre [Stolen, 1978]. Ce processus est à relier à la formation des solitons optiques dans le régime de dispersion anormale des fibres. On parle souvent de SPM comme phénomène (temporel) analogue de l'autofocalisation (spatial). Enfin, dans le cas d'application d'intenses impulsions ultracourtes, le spectre élargi peut s'étendre sur plus de 100 THz, en particulier lorsque l'automodulation de phase est accompagné par d'autres processus non-linéaires (diffusion Raman, mélange à quatre ondes). Un élargissement spectral si extrême est désigné sous le nom de *supercontinuum*.

Dans le cas où deux ondes intenses de longueurs d'onde différentes se propagent dans une fibre optique, chaque champ est susceptible d'engendrer sa propre SPM et également de subir

un déphasage non-linéaire supplémentaire induit par l'autre onde. On appelle ce phénomène l'intermodulation de phase (XPM) et le déphasage supplémentaire reçu par la première onde s'écrit, dans le cas où les deux ondes sont polarisées selon le même axe :

$$\Delta\phi_{XPM} = 2n_2k_0I_2L = 2\gamma P_2L \quad (1.62)$$

avec  $I_2$  ( $P_2$ ) l'intensité (la puissance) de la deuxième onde. Le déphasage XPM est, en particulier, responsable de l'élargissement spectral asymétrique des impulsions par rapport à leurs fréquences initiales, dû à la différence de vitesse de groupe des deux ondes [Islam, 1987].

### 1.4.2.2 Diffusions stimulées inélastiques et effet Raman

La classe des effets non-linéaires résultant de diffusions stimulées inélastiques consiste à un transfert d'une partie de l'énergie du champ optique vers le milieu non-linéaire. Deux importants effets font partie de cette catégorie, et ils sont reliés aux modes d'excitations des vibrations de la silice. Ces phénomènes, connus sous les noms de diffusion Raman stimulée (SRS: Stimulated Raman Scattering) et diffusion Brillouin stimulée (SBS: Stimulated Brillouin Scattering), sont parmi les premiers effets non-linéaires étudiés dans les fibres optiques. Ce qui les différencie est la participation de phonons optiques dans la diffusion Raman et de phonons acoustiques dans la diffusion Brillouin. Lorsqu'un photon incident (onde pompe) est annihilé, il est créé alors un photon à une basse fréquence (onde Stokes) et un phonon avec une énergie et un moment satisfaisant la conservation d'énergie et du moment. Cependant, un photon à haute fréquence (onde anti-Stokes), donc de plus grande énergie peut être créé si un phonon, avec l'énergie et le moment appropriés, est disponible.

Les impulsions utilisées dans les applications des chapitres suivants sont de durée inférieure à la nanoseconde, par conséquent le phénomène de diffusion Brillouin est négligeable dans ces conditions [Agrawal, 2001]. Il ne sera donc pas étudié et seule la description du phénomène de diffusion Raman sera présentée.

La diffusion Raman stimulée est un important effet non-linéaire, de part ses effets "pratiques" (donner lieu à des amplificateurs à large bande spectrale et des lasers accordables en longueur d'onde), mais aussi, par ses effets "nocifs" (limiter la performance des systèmes multicanaux). Par la suite, on s'attache à étudier en particulier la diffusion Raman ultra-rapide, c'est-à-dire pour des impulsions de durée inférieure à 100 ps.

Dans un milieu moléculaire, la diffusion Raman stimulée peut transférer une faible fraction de l'énergie d'un champ optique vers un autre, dont la fréquence est diminuée par une quantité déterminée par les modes de vibration du milieu (décalage Raman). Pour le décrire, on emploie généralement le spectre du gain Raman  $g_R(\Omega)$ , où  $\Omega$  représente la différence de fréquence entre les ondes pompe et Stokes. Ce coefficient  $g_R$  permet de déterminer la fraction d'énergie transférée, et il est relié à la section efficace de diffusion Raman stimulée [Stolen, 1973; Heiman, 1979]. D'un point de vue fondamental,  $g_R$  est relié à la partie imaginaire de la transformée de Fourier de la fonction réponse Raman [Stolen, 1989]. En général, il dépend de la composition du cœur de la fibre et varie de manière significative selon les dopants utilisés. Une propriété importante du gain Raman  $g_R(\Omega)$  dans les fibres en silice, est qu'il s'étend sur une large gamme de fréquence (plus de 40 THz) avec un large pic situé autour de 13 THz [Stolen, 1973]. Ce comportement est dû à la nature non-cristalline du verre de silice. Les fréquences de vibrations moléculaires s'étendent en bandes qui se recouvrent et créent un continuum [Shuker, 1970].

La fonction réponse décrivant la partie Raman de la susceptibilité non-linéaire d'ordre 3,  $h_R(t)$ , présentée à la section (1.2.5.2) est donc responsable du gain Raman dont le spectre est donné par :

$$g_R(\Omega) = 2 \frac{n_2 f_R \omega_0}{c} \text{Im}[\tilde{h}_R(\Omega)] \quad (1.63)$$

La partie réelle de  $\tilde{h}_R(\Omega)$  est obtenue à partir de la partie imaginaire en utilisant les relations de Kramers-Krönig. A partir du spectre du gain Raman mesuré expérimentalement, on doit alors pouvoir reconstruire la fonction réponse  $h_R(t)$  des fibres en silice [Stolen, 1989] par transformée de Fourier, pour l'introduire dans la modélisation. En particulier, la fonction  $h_R(t)$  doit satisfaire la normalisation suivante :

$$\int_0^{+\infty} h_R(t) dt = 1 \quad (1.64)$$

afin de vérifier que :  $Re[\tilde{h}_R(\Omega = 0)] = 1$  et  $Im[\tilde{h}_R(\Omega = 0)] = 0$ .

La figure (1.9) présente les parties réelle et imaginaire de la réponse  $\tilde{h}_R(\Omega)$  obtenues à partir du spectre de gain Raman expérimental [Stolen, 1989].

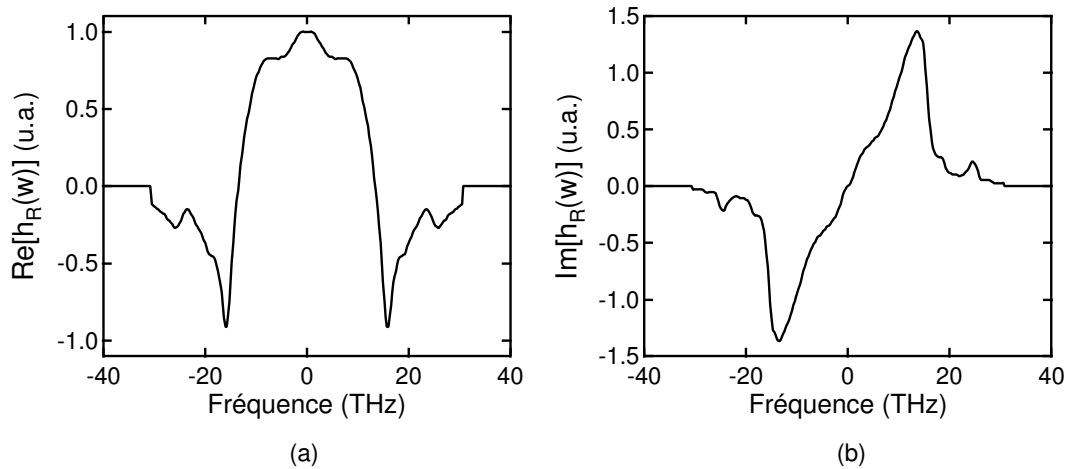


FIG. 1.9 – Représentation des parties réelle et imaginaire de la réponse  $\tilde{h}_R(\Omega)$  obtenues à partir du spectre de gain Raman expérimental.

Il faut remarquer que la fraction  $n_2 f_R$  peut être estimée à partir de l'équation (1.63), connaissant la forme de  $Im[\tilde{h}_R(\Omega)]$  caractéristique du matériau. Cette fraction correspond à la contribution de la réponse Raman à  $n_2$  (voir section 1.2.5.2). La valeur appropriée pour des fibres en silice est  $f_R = 0,18$  [Agrawal, 2001]. De plus, il faut rappeler que la valeur maximale du spectre du gain Raman  $g_R(\Omega)$  dépend de la longueur d'onde pompe utilisée [Lines, 1987 ; Newbury, 2003]. Habituellement, cette dépendance est prise en compte en employant un facteur correctif  $1/\lambda_0$  avec  $\lambda_0$  la longueur d'onde pompe exprimée en  $\mu\text{m}$ . Ce facteur de correction s'applique à la valeur de référence du spectre du gain Raman maximal qui est évalué à  $\sim 10^{-13}\text{m/W}$  à la longueur d'onde de  $1 \mu\text{m}$  [Stolen, 1973 ; Agrawal, 2001].

De nombreuses études ont été réalisées afin de déterminer une forme analytique approximative de la fonction réponse Raman dans les fibres optiques en silice, la plus utilisée étant [Blow, 1989] :

$$h_R(t) = \frac{\tau_a^2 + \tau_b^2}{\tau_a \tau_b^2} \exp\left[\frac{-t}{\tau_b}\right] \sin\left[\frac{t}{\tau_a}\right] \quad (1.65)$$

où  $\tau_a$  et  $\tau_b$  sont deux paramètres réglables et choisis pour fournir un bon ajustement au spectre de gain Raman. Les valeurs appropriées sont :  $\tau_a = 12,2$  fs et  $\tau_b = 32$  fs. Il est évident que la simplicité de cette forme analytique reproduit de manière approximative le comportement de  $h_R$ . Depuis [Blow, 1989], d'autres formes analytiques améliorées ont été présentées qui sont plus ou moins pratiques à mettre en œuvre, par leur complexité [Hollenbeck, 2002 ; Lin, 2006].

On montre dans la figure (1.10a) la variation temporelle normalisée de  $h_R(t)$  obtenue en utilisant le spectre expérimental du gain Raman (Figure 1.10b). La forme analytique de l'équation (1.65) donnée précédemment est également comparée aux mesures expérimentales.

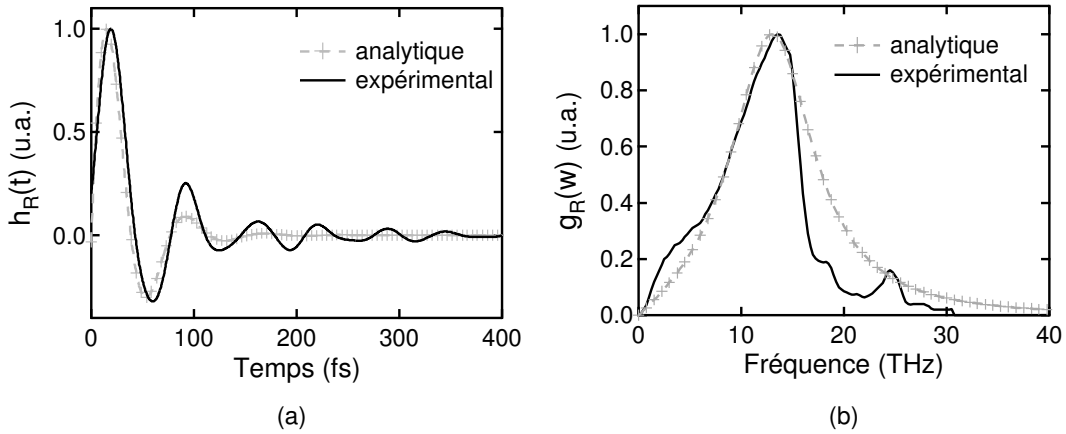


FIG. 1.10 – Comparaison des réponses Raman  $h_R$  expérimentale et analytique dans une fibre en silice décrites dans le texte : (a) dans le domaine temporel, (b) dans le domaine des fréquences.

L'équation (1.56), utilisant la fonction réponse obtenue à partir du spectre de gain Raman expérimental décrite précédemment, sera donc employée pour décrire l'évolution d'impulsions ultracourtes dans les fibres optiques. Pour des durées d'impulsions dans le régime femtoseconde, cette réponse Raman retardée est responsable du processus important d'auto-décalage en fréquence des solitons en régime de dispersion anormale, induit par le recouvrement des spectres de l'impulsion et de son propre gain Raman [Mitschke, 1986].

### 1.4.2.3 Processus paramétriques

Les processus paramétriques regroupent le mélange quatre ondes (FWM) et la génération d'harmonique. Dans les fibres optiques, les processus paramétriques sont classés comme processus d'ordre 3, ceci étant dû à la seule contribution de la susceptibilité d'ordre 3. Ils impliquent donc, en général, des interactions non-linéaires parmi quatre ondes optiques, ce qui inclut les phénomènes tels que la génération de troisième harmonique (THG : Third-Harmonic Generation), et le mélange à quatre ondes (FWM). Dans cette partie, seul le mélange quatre-ondes est décrit tandis que la génération de troisième harmonique est l'objet d'une étude dans le chapitre V.

Lorsque le champ optique est composé de plusieurs fréquences pouvant interférer entre elles au cours de la propagation dans une fibre optique, l'indice de réfraction  $n$  peut se trouver modulé par l'intensité résultante, via l'effet Kerr et les effets de dispersion. Cette modulation périodique de l'indice induit un processus physique de transfert d'énergie entre les fréquences. Il se traduit par l'apparition de nouvelles fréquences qui en raison de la condition de conservation de l'énergie, sont des combinaisons particulières des fréquences initiales. En effet, le processus de FWM est décrit par l'annihilation de deux photons, dits de pompe (de fréquences identiques pour un processus dégénéré), et la création de deux autres photons à des fréquences caractéristiques, symétriques par rapport à la pompe, permettant de respecter la conservation de l'énergie et des moments. Un photon de pulsation  $\omega_S$  est créé à une fréquence inférieure à celle de la pompe (génération Stokes), un autre de pulsation  $\omega_{AS}$  de fréquence supérieure à celle de la pompe (génération anti-Stokes), tels que :  $2\omega_P \rightarrow \omega_S + \omega_{AS}$ . Cette conversion paramétrique de fréquences est d'autant plus efficace dans les fibres optiques monomodes qu'une condition d'accord de phase peut être satisfaite entre les différents vecteurs d'onde mis en jeu, chaque onde étant soumise à des effets de phase dus à la dispersion de vitesse de groupe, à la dispersion de polarisation et au déphasage non linéaire. Cette condition d'accord de phase est la suivante :  $\Delta\beta = \beta_S + \beta_{AS} - 2\beta_P$ , si  $\Delta\beta$  est différent de zéro, la longueur au-delà de laquelle le processus de génération paramétrique prend fin, appelée longueur de cohérence, est définie par :  $L_C = 2\pi/\Delta\beta$ .



On utilisera cette même propriété de la longueur de cohérence dans le but d'étudier la génération de troisième harmonique dans le chapitre V, l'accord de phase à satisfaire pour ce phénomène n'étant pas réalisable dans les fibres optiques disponibles actuellement.

#### 1.4.2.4 Régimes de propagation

La partie (1.3) a permis d'obtenir l'équation non-linéaire d'enveloppe qui gouverne la propagation d'impulsions optiques dans les fibres monomodes. Trois termes dans l'équation (1.56) décrivent les effets de la dispersion, des pertes et de la non-linéarité de la fibre sur la propagation d'impulsions. Selon la durée initiale  $T_0$  et la puissance crête  $P_0$  des impulsions incidentes, les effets dispersifs ou non-linéaires peuvent être dominants le long de la fibre [Agrawal, 2001]. Il est donc pratique d'introduire deux longueurs caractéristiques : la longueur de dispersion  $L_D$  et la longueur non-linéaire  $L_{NL}$ . Suivant les valeurs relatives de  $L_D$ ,  $L_{NL}$  et de la longueur de la fibre  $L$ , les impulsions peuvent évoluer très différemment. Elles sont définies par :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (1.66)$$

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (1.67)$$

Ces longueurs caractéristiques fournissent les estimations de longueur, pour lesquelles les effets dispersifs ou non-linéaires deviennent important pour l'évolution des impulsions. On trouve alors quatre catégories possibles de propagation :

1.  $L \ll L_{NL}$  et  $L \ll L_D$  : aucun des effets dispersifs ou non-linéaires ne joue un rôle significatif. La fibre est donc passive dans ce régime, ce qui est approprié pour les systèmes de transmission des communications.
2.  $L \ll L_{NL}$  et  $L \sim L_D$  : le terme de non-linéarité devient négligeable comparé aux autres, l'évolution est alors gouvernée par la dispersion. Le régime de dispersion dominante est applicable lorsque  $\frac{L_D}{L_{NL}} \ll 1$ . Il donne lieu en général à l'élargissement temporel de l'impulsion.
3.  $L \sim L_{NL}$  et  $L \ll L_D$  : la dispersion est négligeable comparée à la non-linéarité, ce régime est valable pour  $\frac{L_D}{L_{NL}} \gg 1$ . Il donne lieu en général à l'élargissement spectral de l'impulsion.
4.  $L \sim L_{NL}$  et  $L \sim L_D$  : la dispersion et la non-linéarité agissent ensemble. La combinaison de ces effets mène à des comportements très différents. Dans le régime de dispersion anormale ( $D > 0$ ), la fibre peut soutenir les solitons. Alors que dans le régime de dispersion normale ( $D < 0$ ), ces effets dispersifs et non-linéaires peuvent être utilisés pour la compression d'impulsions.

Enfin, on définit habituellement l'ordre  $N$  d'un soliton à partir de ces longueurs caractéristiques [Agrawal, 2001], comme suivant :

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (1.68)$$

On déduit de cette relation la puissance crête  $P_0$  nécessaire pour injecter un soliton d'ordre supérieur  $N$ , de durée caractéristique  $T_0$  dans une fibre optique présentant une dispersion  $\beta_2$  et une non-linéarité  $\gamma$ . On remarque qu'elle doit être  $N^2$  fois celle requise pour un soliton fondamental ( $N = 1$ ).

## 1.5 Méthodes numériques

L'équation non-linéaire d'enveloppe (1.56) est une équation différentielle partielle (EDP) non-linéaire, qui nécessite généralement une approche numérique pour la compréhension des effets non-linéaires dans les fibres optiques. Les nombreuses méthodes numériques appropriées à ce sujet peuvent être classifiées dans deux catégories : (1) les méthodes dites des différences finies, et (2) les méthodes pseudo-spectrales. Ces dernières sont connues pour être plus rapides (avec la même précision), et la plus utilisée jusqu'à maintenant pour résoudre les problèmes de propagation d'impulsions dans un milieu dispersif et non-linéaire, est la méthode de Fourier à pas divisés (Split-Step Fourier method) [Agrawal, 2001]. C'est cette méthode qui est employée par la suite dans toutes les études numériques. Elle est basée sur l'approximation pour laquelle sur de faibles pas  $h$  de propagation, les différents effets dispersifs et non-linéaires modifient de manière indépendante l'amplitude  $A(z, T)$  propagée. On écrit l'équation (1.56) sous la forme :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \left( \widehat{D} + \widehat{N} \right) A \quad (1.69)$$

Pour cela, deux opérateurs  $\widehat{N}$  et  $\widehat{D}$  sont considérés, représentant respectivement la non-linéarité et la dispersion (avec ou sans l'atténuation). Plus précisément, la propagation de  $z$  à  $(z+h)$  est effectuée par deux pas. Pour le premier, seule la non-linéarité agit, et  $\widehat{D} = 0$ . Pour le deuxième pas, seule la dispersion agit, et  $\widehat{N} = 0$ . Un cas particulier de cette procédure classique est employée pour l'amélioration de la précision [Agrawal, 2001] : c'est la méthode de Fourier à pas divisés symétriques. La principale différence est que les effets de la non-linéarité sont inclus au milieu du segment (entre deux demi-pas  $h/2$  où sont inclus les effets dispersifs) plutôt qu'à la limite d'un segment. L'opérateur dispersion comportant des termes dérivatifs au temps, il est donc introduit dans le domaine des fréquences pour une simplification des calculs (utilisation du développement en série de Taylor de  $\beta$ ). Par contre, la forme de l'opérateur non-linéaire (fonction réponse retardée) peut être introduite directement dans le domaine temporel. Cependant, l'approche alternative dans le domaine des fréquences [François, 1991] peut s'avérer intéressante pour diverses raisons (prise en compte de la dépendance en fréquence totale du paramètre non-linéaire  $\gamma$ ).

### 1.5.1 Opérateur dispersion

Par identification à l'équation (1.56) dans le repère retardé, l'opérateur dispersion prend la forme suivante (en négligeant les pertes de la fibre) :

$$\widehat{D} = \widehat{D}' = \left[ \sum_{m \geq 2} \frac{i^{m+1}}{m!} \left( \frac{\partial^m \beta}{\partial \omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \frac{\partial^m}{\partial T^m} \right] \quad (1.70)$$

Maintenant, il suffit d'effectuer le passage dans le domaine des fréquences :

$$\widetilde{\widehat{D}} = \left[ \sum_{m \geq 2} \frac{\beta_m}{m!} \Omega^m \right] \quad (1.71)$$

avec  $\Omega = \omega - \omega_0$ . L'opérateur dispersion peut être obtenu comme ci-dessus en sommant les termes faisant apparaître les ordres supérieurs ( $\beta_3, \beta_4, \dots$ ) de la dispersion ainsi que la dispersion elle-même ( $\beta_2$ ) en employant le développement en série de Taylor. Cette procédure est utilisée lorsque la dispersion en fonction de la longueur d'onde de la fibre étudiée est disponible grâce à des résultats expérimentaux (mesure de la dispersion, données du fabricant) ou numériques (simulations avec logiciels utilisant une méthode de propagation de faisceaux : BeamPROP). Ici, la principale précaution à prendre est de savoir combien des termes d'ordres

supérieurs de dispersion, il est nécessaire de prendre en compte pour une modélisation précise. Ceci dépend de la courbe de dispersion de la fibre et des régimes de propagation mis en jeu. Cependant, il existe une autre procédure recommandée pour calculer plus précisément l'opérateur, directement à partir de la constante de propagation  $\beta(\omega)$  comme ci-dessous :

$$\widetilde{D} = [\beta - \Omega\beta_1 - \beta_0] \quad (1.72)$$

Cette deuxième procédure réduit les erreurs numériques dues à la répétition des dérivées, mais elle nécessite la connaissance de  $\beta$  en fonction de la longueur d'onde et par conséquent de déterminer numériquement les modes de propagation de la fibre à partir de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde.

On peut alors écrire la propagation de  $A(z,T)$  dans un milieu dispersif sur un segment d'un pas  $h$ , ou d'un demi-pas  $h/2$ , en passant par sa transformée de Fourier :

$$\widetilde{A}(z+h,\omega) = \exp\left[h\widetilde{D}\right]\widetilde{A}(z,\omega) \quad (1.73)$$

$$\widetilde{A}(z+h/2,\omega) = \exp\left[(h/2)\widetilde{D}\right]\widetilde{A}(z,\omega) \quad (1.74)$$

### 1.5.2 Réponse non-linéaire dans le domaine temporel

La procédure d'introduction de la réponse non-linéaire dans le domaine temporel, se fait par l'intermédiaire de l'intégration de l'équation différentielle par la méthode de Runge-Kutta d'ordre 2 ou d'ordre 4. En effet, elles présentent plusieurs avantages : facilité de programmation, stabilité de la solution, modification simple du pas et la connaissance des conditions initiales suffit pour intégrer l'équation différentielle. Par la suite, la méthode de Runge-Kutta d'ordre 2 est employée dans les simulations numériques, présentant une précision suffisante et une meilleure rapidité de calcul [Blow, 1989]. L'application à l'équation (1.56) définit l'opérateur non-linéaire suivant :

$$\widehat{N} = i\gamma(\omega_0) \left(1 + i\tau_{shock} \frac{\partial}{\partial T}\right) \times A(z,T) \left[ (1 - f_R)|A|^2 + f_R \int_{-\infty}^{+\infty} h_R(\tau_1)|A(z,T - \tau_1|^2 d\tau_1 \right] \quad (1.75)$$

On note que l'intégration de la fonction retardée  $h_R(t)$  est réalisée dans le domaine des fréquences, où cette convolution devient un simple produit, puis la transformée de Fourier inverse de ce produit est employée afin de revenir dans le domaine temporel.

### 1.5.3 Introduction de la modélisation du bruit

Les effets du bruit, lors de la propagation, peuvent être rigoureusement modélisés dans le cadre de la GNEE, par l'insertion de variables stochastiques appropriées pour modéliser le bruit quantique sur le champ initial injecté et les fluctuations Raman le long de la fibre étudiée [Drummond, 2001]. L'effet de la diffusion Raman spontanée pendant la propagation apparaît explicitement à travers la variable stochastique  $\Gamma_R$  ajoutée dans l'opérateur non-linéaire utilisé :

$$\widehat{N} = i\gamma(\omega_0) \left(1 + i\tau_{shock} \frac{\partial}{\partial T}\right) \times A(z,T) \left[ (1 - f_R)|A|^2 + f_R \int_{-\infty}^{+\infty} h_R(\tau_1)|A(z,T - \tau_1|^2 d\tau_1 + i\Gamma_R(z,T) \right] \quad (1.76)$$

En particulier, ce terme de bruit est donné dans le domaine des fréquences par la forme suivante [Drummond, 2001] :

$$\langle \Gamma_R(\Omega, z) \Gamma_R^*(\Omega', z') \rangle = \frac{2f_R \hbar \omega_0}{\gamma} \left| \text{Im}[\tilde{h}_R(\Omega)] \right| [n_{th}(|\Omega|) + U(-\Omega)] \times \delta(z - z') \delta(\Omega - \Omega') \quad (1.77)$$

avec  $\Omega = \omega - \omega_0$ , la distribution  $n_{th} = [\exp(\hbar\Omega/k_B T)]^{-1}$ , et U la fonction échelon de Heaviside. Tous les autres symboles ont leur signification usuelle.

En plus de cette diffusion Raman spontanée, le bruit des impulsions d'entrée est également introduit, une modélisation semi-classique est faite par l'addition d'un bruit *semé* d'un photon par mode avec une phase aléatoire sur chaque pas spectral. La réalisation des simulations numériques avec la présence de bruit est effectuée dans les travaux présentés dans ce mémoire. Elle permet éventuellement d'étudier comment les fluctuations sur les impulsions d'entrée ou pendant la propagation, influencent les caractéristiques de stabilité d'intensité et de phase en sortie.

#### 1.5.4 Détermination des caractéristiques du mode fondamental

Dans l'équation de propagation (1.56), quelques paramètres importants de la propagation du mode fondamental sont à introduire, en particulier la détermination de la dispersion de la fibre étudiée ainsi que l'aire effective du mode fondamental en fonction de la longueur d'onde. Dans les travaux présentés dans ce mémoire, ces paramètres seront introduits dans la modélisation à partir des données du constructeur pour les fibres conventionnelles à forte non-linéarité. Concernant le cas des fibres microstructurées, le logiciel commercial BeamPROP de la société RSoft Photonics est employé pour déterminer les caractéristiques de dispersion et d'aire effective, cependant il existe de nombreux autres logiciels, on peut citer notamment les suivants : OptiFiber, Lumerical MODE, CUDOS MOF.

BeamPROP est un programme de simulation et DAO intégré pour la création de systèmes photoniques. Le logiciel incorpore les techniques de propagation de faisceaux pour la simulation, et une interface graphique moderne pour faciliter la disposition et l'analyse de circuits. Le bon comportement de simulations réalisées avec ce logiciel a déjà été démontré [Eggleton, 1999; Abeeluck, 2002]. Il est possible de construire des structures simples de fibres microstructurées, soit directement avec le générateur disponible dans lequel on peut sélectionner le motif, la forme et le nombre de trous, soit en important une image d'une coupe transversale de fibre en ce qui concerne des fibres à structure spéciale. Les simulations permettent d'obtenir la distribution du mode fondamental qui se propage dans la fibre, ainsi que l'indice effectif. En fixant l'indice de la silice à partir de l'équation de Sellmeier (voir section 1.4.1.1), c'est-à-dire en fonction de la longueur d'onde, on peut représenter pour une gamme de longueurs d'onde la variation de la dispersion D (en ps/km/nm) et de l'aire effective  $A_{eff}$ . Les effets de la polarisation peuvent être inclus, il est mis à disposition une analyse vectorielle qui sera employée.

## 1.6 Conclusion

Tout d'abord, la notion de fibres optiques de nouvelle génération a été introduite à travers la présentation des fibres en silice dopée à forte non-linéarité et des fibres microstructurées air-silice. Le développement actuel et la conception de ces fibres se font dans le but d'améliorer cette caractéristique de non-linéarité des fibres optiques, un paramètre qui est déterminant dans le traitement des signaux tout-optique. Ensuite, ce chapitre a permis de mettre en évidence les équations nécessaires à l'établissement de l'équation d'enveloppe non-linéaire décrivant la propagation non-linéaire d'impulsions ultracourtes dans ces fibres optiques. Enfin,

il faut souligner le fait que cette équation est le résultat de deux approximations principales qui négligent la composante contra-propagative du champ, dans sa dérivation à partir des équations de Maxwell et le terme lié au troisième harmonique, qui sera introduit au chapitre V. Les travaux scientifiques présentés par la suite jusqu'au chapitre IV feront appel à des simulations numériques basées sur cette équation d'enveloppe non-linéaire (équation 1.56) par l'intermédiaire des méthodes numériques précédemment décrites.

## 1.7 Références

- Abeeluck A. K.**, N. M. Litchinitser, C. Headley and B. J. Eggleton, "Analysis of spectral characteristics of photonic bandgap waveguides", *Optics Express* **10**, 1320-1333 (2002).
- Amans D.**, E. Brainis, M. Haelterman, Ph. Emplit and S. Massar, "Vector modulation instability induced by vacuum fluctuations in highly birefringent fibers in the anomalous-dispersion regime", *Optics Letters* **30**, 1051-1053 (2005).
- Agrawal G. P.**, *Nonlinear Fiber Optics*, 3rd ed. (Academic Press, San Diego, 2001).
- BeamPROP 5.1**, RSoft Photonics (RSoft Design Group Inc., 2003).
- Benabid F.**, J. C. Knight, G. Antonopoulos and P. St. J. Russell, "Stimulated Raman scattering in Hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber", *Science* **298**, 399-402 (2002).
- Birks T. A.**, J. C. Knight and P. St. J. Russell, "Endlessly single-mode photonic crystal fiber", *Optics Letters* **22**, 961-963 (1997).
- Blow K. J.** and D. Wood, "Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers", *IEEE Journal of Quantum Electronics* **25**, 2665-2673 (1989).
- Boyd R. W.**, *Nonlinear Optics*, 2nd ed. (Academic Press, San Diego, 2003).
- Brabec T.** and F. Krausz, "Nonlinear optical pulse propagation in the single-cycle regime", *Physical Review Letters* **78**, 3282-3285 (1997).
- Brabec T.** and F. Krausz, "Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics", *Reviews of Modern Physics* **72**, 545-591 (2000).
- Broderick N. G. R.**, T. M. Monro, P. J. Bennett and D. J. Richardson, "Nonlinearity in holey optical fibers: measurement and future opportunities", *Optics Letters* **24**, 1395-1397 (1999); **24**, 1647 (1999).
- Chang G.**, T. B. Norris and H. G. Winful, "Optimization of supercontinuum generation in photonic crystal fibers for pulse compression", *Optics Letters* **28**, 546-548 (2003).
- Drummond P. D.** and J. F. Corney, "Quantum noise in optical fibers I. Stochastic equations", *Journal of the Optical Society of America B* **18**, 139-152 (2001).
- Ebendorff-Heidepriem H.**, P. Petropoulos, S. Asimakis, V. Finazzi, R. C. Moore, K. Frampton, F. Koizumi, D. J. Richardson and T. M. Monro, "Bismuth glass holey fibers with high nonlinearity", *Optics Express* **12**, 5082-5087 (2004).
- Eggleton B. J.**, P. S. Westbrook, R. S. Windeler, S. Spälter and T. A. Strasser, "Grating resonances in air-silica microstructured optical fibers", *Optics Letters* **24**, 1460-1462 (1999).
- Ferrando A.**, M. Zcares, P. Fernandez de Cordoba, D. Binosi and A. Montero, "Forward-backward equations for nonlinear propagation in axially invariant optical systems", *Physical Review E* **71**, 016601 1-10 (2005).
- François P. L.**, "Nonlinear propagation of ultrashort pulses in optical fibers: total field

formulation in the frequency domain", *Journal of the Optical Society of America B* **8**, 276-293 (1991).

**Genty G.**, M. Lehtonen, H. Ludvigsen, J. Broeng and M. Kaivola, "Spectral broadening of femtosecond pulses into continuum radiation in microstructured fibers", *Optics Express* **10**, 1083-1098 (2002).

**Genty G.**, P. Kinsler, B. Kibler and J. M. Dudley, "Nonlinear envelope equation modeling of sub-cycle dynamics and harmonic generation in nonlinear waveguides", *Optics Express* **15**, 5382-5387 (2007).

**Heiman D.**, R. W. Hellwarth and D. S. Hamilton, "Raman scattering and nonlinear refractive index measurements of optical glasses", *Journal of Non-Crystalline Solids* **34**, 63-79 (1979).

**Hellwarth R.**, J. Cherlow and T. T. Yang, "Origin and frequency dependence of nonlinear optical susceptibilities of glasses", *Physical Review B* **11**, 964-967 (1975).

**Hellwarth R.**, "Third-order optical susceptibilities of liquids and solids", *Progress in Quantum Electronics* **5**, 1-68 (1977).

**Hiroishi J.**, R. Sugizaki, O. Aso, M. Tadakuma and T. Shibuta, "Development of highly nonlinear fibers for optical signal processing", *Furukawa Review* **23**, 1-5 (2003).

**Hollenbeck D.** 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* **19**, 2886-2892 (2002).

**Husakou A. V.** and J. Hermann, "Supercontinuum generation of higher-order solitons by fission in photonic crystal fibers", *Physical Review Letters* **87**, 203901 1-4 (2001).

**Islam M. N.**, L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. R. Simpson, and H-T. Shang, "Cross-phase modulation in optical fibers", *Optics Letters* **12**, 625-627 (1987).

**Joannopoulos J. D.**, P. R. Villeneuve and S. Fan, "Photonic crystals: putting a new twist on light", *Nature* **386**, 143-149 (1997).

**Kaiser P.** and H. W. Astle, "Low-loss single material fibers made from pure fused silica", *Bell System Technical Journal* **53**, 1021-1039 (1974).

**Karasawa N.**, S. Nakamura, N. Nakagawa, M. Shibata, R. Morita, H. Shigekawa and M. Yamashita, "Comparison between theory and experiment of nonlinear propagation for a few-cycle and ultrabroadband optical pulses in a fused-silica fiber", *IEEE Journal of Quantum Electronics* **37**, 398-404 (2001).

**Kinsler P.**, S. B. P. Radnor and G. H. C. New, "Theory of directional pulse propagation", *Physical Review A* **72**, 063807 1-11 (2005).

**Knight J. C.**, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding", *Optics Letters* **21**, 1547-1549 (1996) ; **22**, 484-485 (1997).

- Knight J. C.**, "Photonic crystal fibres", *Nature* **424**, 847-851 (2003).
- Kolesik M.**, J. V. Moloney and M. Mlejnek, "Unidirectional optical pulse propagation equation", *Physical Review Letters* **89**, 283902 1-4 (2002).
- Kolesik M.**, J. V. Moloney, "Nonlinear optical pulse propagation simulation: From Maxwell's to unidirectional equations", *Physical Review E* **70**, 036604 1-11 (2004).
- Lin Q.** and G. P. Agrawal, "Raman response function for silica fibers", *Optics Letters* **31**, 3086-3088 (2006).
- Lines M. E.**, "Raman-gain estimates for high-gain optical fibers", *Journal of Applied Physics* **62**, 4363-4370 (1987).
- Malitson I. H.**, "Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica", *Journal of the Optical Society of America* **55**, 1205-1209 (1965).
- Mamyshev P. V.** and S. V. Chernikov, "Ultrashort-pulse propagation in optical fibers", *Optics Letters* **15**, 1076-1078 (1990).
- Milam D.**, "Review and assessment of measured values of the nonlinear refractive-index coefficient of fused silica", *Applied Optics* **37**, 546-550 (1998).
- Mitschke F. M.** and L. F. Mollenauer, "Discovery of the soliton self-frequency shift", *Optics Letters* **11**, 659-661 (1986).
- Mizuta Y.**, M. Nagasawa, M. Ohtani and M. Yamashita, "Nonlinear propagation analysis of few-optical-cycle pulses for subfemtosecond compression and carrier envelope phase effect", *Physical Review A* **72**, 063802 1-20 (2005).
- Mogilevtsev D.**, T. A. Birks and P. St. J. Russell, "Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers", *Optics Letters* **23**, 1662-1664 (1998).
- Newbury N. R.**, "Pump-wavelength dependence of Raman-gain in single-mode optical fibers", *Journal of Lightwave Technology* **21**, 3364-3373 (2003).
- Onishi M.**, T. Okuno, T. Kashiwada, S. Ishikawa, N. Akasaka and M. Nishimura, "Highly nonlinear dispersion shifted fiber and its application to broadband wavelength converter", in *Proceedings of European Conference on Optical Communication IOOC/ECOC'97*, Vol. 2, 115-118 (1997).
- Okuno T.**, M. Onishi, T. Kashiwada, S. Ishikawa and M. Nishimura, "Silica-based functional fibers with enhanced nonlinearity and their applications", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **5**, 1385-1391 (1999).
- Okuno T.**, M. Hirano, T. Nakanishi and M. Onishi, "Highly-nonlinear optical fibers and their applications", *SEI Technical Review* **62**, 34-40 (2006).
- Ortigosa-Blanch A.**, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, J. Arriaga, B. J. Mangan, T. A. Birks and P. St. J. Russell, "Highly birefringent photonic crystal fibers", *Optics Letters* **25**, 1325-1327 (2000).



**Ouzounov D. G.**, F. R. Ahmad, D. Müller, N. Venkataraman, M. T. Gallagher, M. G. Thomas, J. Silcox, K. W. Koch and A. L. Gaeta, "Generation of megawatt optical solitons in hollow-core photonic band-gap fibers", *Science* **301**, 1702-1704 (2003).

**Ranka J. K.**, R. S. Windeler and A. J. Stentz, "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm", *Optics Letters* **25**, 25-27 (2000).

**Russell P. St. J.**, Personal papers (1991), cited in Russell (2003) and Russell (2006).

**Russell P. St. J.**, "Photonic crystal fibers", *Science* **299**, 358-362 (2003).

**Russell P. St. J.**, "Photonic-crystal fibers", *Journal of Lightwave Technology* **24**, 4729-4749 (2006).

**Sang X.**, P. L. Chu and C. Yu, "Applications of nonlinear effects in highly nonlinear photonic crystal fiber to optical communications", *Optical and Quantum Electronics* **37**, 965-994 (2005).

**Shuker R.** and R. W. Gammon, "Raman-scattering selection-rule breaking and the density of states in amorphous materials", *Physical Review Letters* **25**, 222-225 (1970).

**Shen Y. R.**, *Principles of Nonlinear Optics*, (Wiley, New York, 1984).

**Snyder A. W.** and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*, (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2000).

**Soljacic M.** and J. D. Joannopoulos, "Enhancement of nonlinear effects using photonics crystals", *Nature Materials* **3**, 211-219 (2004).

**Stolen R. H.**, and E. P. Ippen, "Raman gain in glass optical waveguides", *Applied Physics Letters* **22**, 276-278 (1973).

**Stolen R. H.**, and C.H. Lin, "Self-phase modulation in silica fibers", *Physical Review A* **17**, 1448-1453 (1978).

**Stolen R. H.**, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson and H. A. Haus, "Raman response function of silica-core fibers", *Journal of the Optical Society of America B* **6**, 1159-1166 (1989).

**Sudo S.**, T. Hosaka, H. Itoh and K. Okamoto, "High-delta-n, small-core single-mode fibers for efficient nonlinear optical effects", *Electronics Letters* **22**, 833-835 (1986).

**Tien A-C.**, S. Backus, H. Kapteyn, M. Murnane and G. Mourou, "Short-pulse laser damage in transparent materials as a function of pulse duration", *Physical Review Letters* **82**, 3883-3886 (1999).

**Tong L.**, R. R. Gattass, J. B. Ashcom, S. He, J. Lou, M. Shen, I. Maxwell and E. Mazur, "Subwavelength-diameter silica wires for low-loss optical wave guiding", *Nature* **426**, 816-819 (2003).

**Wadsworth W. J.**, J. C. Knight, A. Ortigosa-Blanch, J. Arriaga, E. Silvestre and P. St. J. Russell, "Soliton effects in photonic crystal fibres at 850 nm", *Electronics Letters* **36**, 53-55 (2000).



TECHNIQUES ET DISPOSITIFS  
EXPÉRIMENTAUX

---



Avant d'aborder les différentes études et applications des chapitres suivants, il sera présenté dans ce chapitre les techniques et dispositifs expérimentaux de génération de supercontinuum (chapitre III), de génération passive d'impulsions paraboliques (chapitre IV), de compression d'impulsions ultracourtes (chapitre IV) et de génération de troisième harmonique (chapitre V). En effet, ces travaux font appel à plusieurs sources d'impulsions ultracourtes ainsi qu'à différents composants optiques, menant à la génération de supercontinuum, la compression et mise en forme d'impulsions. Il est également nécessaire que soient exposées les principales caractéristiques des différentes fibres optiques à forte non-linéarité employées. Le dispositif et le principe de la technique de caractérisation d'impulsions ultracourtes seront également présentés. Enfin, chaque dispositif expérimental mis en œuvre sera détaillé de manière complète avec les contraintes techniques.

## 2.1 Caractéristiques des fibres optiques utilisées

### 2.1.1 Fibre microstructurée air/silice

La fibre optique, étudiée dans le chapitre III, est une fibre microstructurée air/silice (PCF) de la société Lucent Technologies, identique à celle utilisée dans les premières expériences de génération de supercontinuum rapportées par Ranka *et al.* (2000). La figure (2.1a) montre une image de la section transversale de la fibre obtenue à l'aide d'un microscope électronique à balayage, illustrant clairement la présence d'une microstructure centrale de trous d'air (en noir) incluse dans une fibre de silice pure (en gris). Cette PCF fait partie des premières générations de PCF fabriquées, ce qui explique l'observation de certaines irrégularités de la microstructure. La figure (2.1b) montre une vue plus détaillée de la microstructure centrale, et la figure (2.1c) présente une représentation schématique d'une structure hexagonale idéale avec une régularité parfaite, définissant les paramètres de la structure  $\Lambda$  (le pas) et  $d$  (le diamètre de trou).

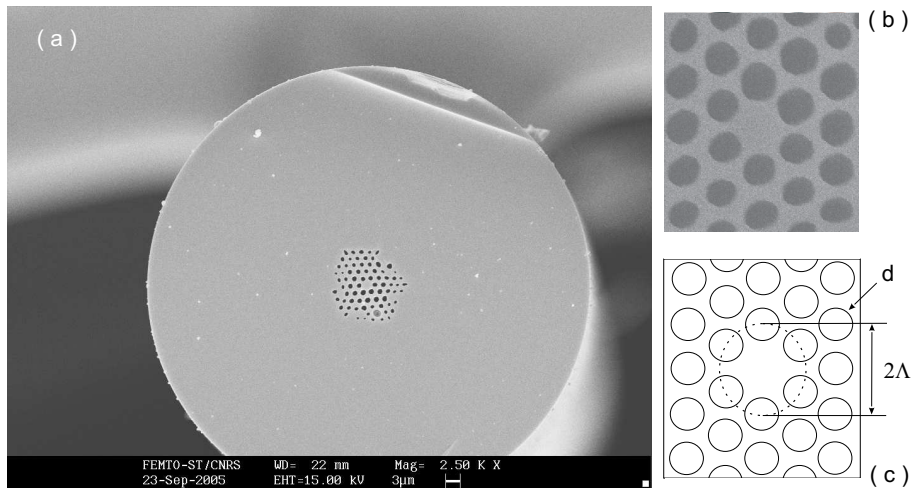


FIG. 2.1 – (a) Image MEB réalisée à l'Institut FEMTO-ST de la section transversale de la PCF utilisée, (b) détails de la microstructure et (c) structure hexagonale idéale définissant les paramètres  $\Lambda = 1,6\mu\text{m}$  et  $d = 1,4\mu\text{m}$ .

La fibre se compose d'un matériel d'indice de réfraction uniforme: la silice, dans lequel est incluse une microstructure de trous d'air, s'étendant sur toute la longueur de la fibre. La suppression d'un trou d'air au centre introduit un défaut associé à un indice de réfraction localement élevé, une propagation guidée dans cette région s'effectue alors par un processus équivalent de réflexion interne totale. Les caractéristiques du mode guidé pour une structure donnée de PCF peuvent être obtenues à partir de la solution numérique de l'équation d'onde

transversale, par l'intermédiaire d'un certain nombre d'approches numériques. La plus générale d'entre elles est basée sur la résolution de l'équation d'onde par la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD), mais elle est rarement employée dans la pratique due à sa complexité. Des techniques plus efficaces, telles que la méthode multipôle ou la méthode de propagation de faisceau sur distance imaginaire sont préférées [Bjarklev, 2003 ; Zolla, 2005]. Enfin, un certain nombre de logiciels libres ou commerciaux existent également pour la détermination des modes guidés (BeamPROP, OptiFiber, CUDOS MOF, Lumerical MODE).

Ici les caractéristiques de la PCF sont étudiées avec le logiciel commercial *BeamPROP* basé sur la méthode de propagation de faisceau. Des caractéristiques de la fibre, telles que le comportement monomode, la dispersion chromatique, l'aire effective du mode fondamental et les pertes, peuvent être alors déterminées. La figure (2.2) présente les caractéristiques de dispersion de la PCF. Ces valeurs de dispersion ont été confirmées par l'intermédiaire de l'étude expérimentale et numérique des bandes de gain du phénomène d'instabilité de modulation à deux longueurs d'onde pompe différentes [Millot, 2002 ; Kibler, 2004]. Concernant l'aire effective du mode fondamental guidé, son comportement en fonction de la longueur d'onde pompe est présenté dans le chapitre III.

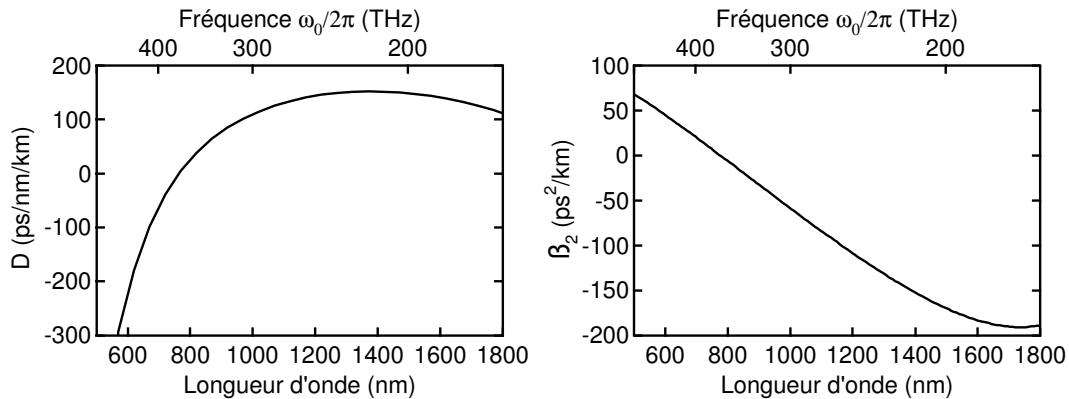


FIG. 2.2 – Paramètres de dispersion ( $D$  et  $\beta_2$ ) de la PCF utilisée en fonction de la longueur d'onde, obtenus avec *BeamPROP*.

### 2.1.2 Fibres en silice dopée à forte non-linéarité

Les fibres en silice dopée à forte non-linéarité étudiées et utilisées dans les dispositifs expérimentaux des chapitres IV et V, sont classées dans la catégorie des HNLF de type I (voir section 1.1.1), c'est-à-dire des fibres fortement non-linéaires qui présentent une dispersion nulle décalée vers 1550 nm avec une pente de dispersion  $D_S$  positive et de faible valeur à 1550 nm (équivalent à une faible valeur de  $\beta_3$ ). Dans le chapitre IV, l'application de génération d'impulsions paraboliques nécessitera trois HNLF à dispersion normale plate (HNL-NDDF) dont deux fournies par la société *OFS* et la troisième par la société *Fujikura*, alors que le dispositif de compression d'impulsions utilisera une HNLF présentant une dispersion décalée anormale à 1550 nm (HNL-ADSF) fournie par la société *OFS*. Concernant les différents paramètres (dispersion, non-linéarité) de ces fibres à la longueur d'onde d'application de 1550 nm, on peut se référer aux données constructeur listées dans le tableau ci-dessous et montrées à la figure (2.3).

	HNL-ADSF	HNL-NDDF 1	HNL-NDDF 2	HNL-NDDF 3
$D$ (ps/nm/km)	4,10	-2,46	-1,38	-0,774
$D_S$ (ps/nm <sup>2</sup> /km)	0,021	0,0019	0,0048	0,0035
$\gamma$ (W <sup>-1</sup> .km <sup>-1</sup> )	9,4	7,9	8,4	6,2

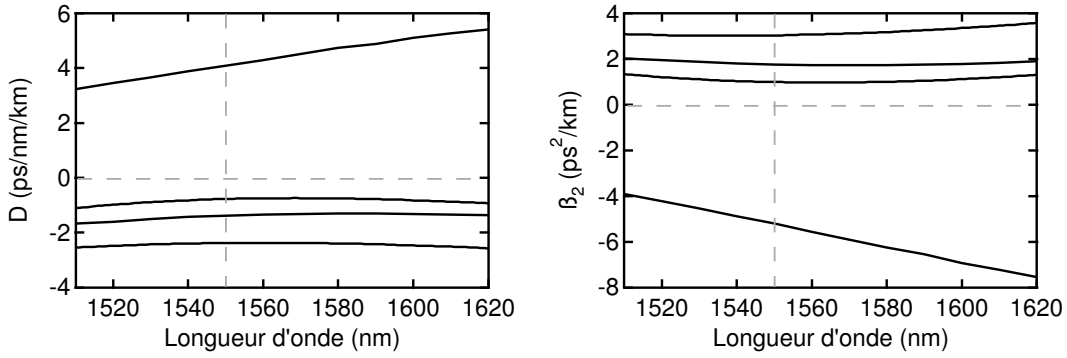


FIG. 2.3 – Paramètres de dispersion ( $D$  et  $\beta_2$ ) en fonction de la longueur d'onde des différentes HNLF utilisées et décrites précédemment.

Les principales expressions reliant les paramètres caractéristiques de dispersion ( $D$ ,  $D_S$ ,  $\beta_2$ ,  $\beta_3$ ) sont rappelées ci-dessous :

$$\beta_2 = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} D \quad (2.1)$$

$$\beta_3 = \frac{\partial \beta_2}{\partial \omega} = \frac{\lambda}{\pi c} \left[ \frac{\lambda^3}{4\pi c} D_S - \beta_2 \right] \quad (2.2)$$

avec  $D_S = \partial D / \partial \lambda$ .

## 2.2 Système de caractérisation SHG-FROG

Depuis la mise en place des techniques permettant de générer et de maintenir des lasers en régime impulsionnel, la génération d'impulsions dans les lasers massifs et à fibres, a été le sujet de nombreuses recherches. Il est aujourd'hui possible d'émettre des impulsions dans un domaine spectral allant de l'infrarouge à l'ultraviolet, et la durée de celles-ci peut approcher le cycle optique [Sutter, 1998 ; Xu, 2000]. La génération de ces impulsions de plus en plus courtes est accompagnée par l'augmentation des puissances crêtes impliquant des phénomènes d'interaction avec la matière de plus en plus complexes. Il est donc apparu comme crucial de connaître précisément les caractéristiques des impulsions afin de prévoir leur comportement lors de leur propagation dans les systèmes optiques. Au cours des quinze dernières années, diverses techniques se sont développées, permettant de caractériser celles-ci. Basées initialement sur des mesures dans le domaine spectral ou le domaine temporel, elles se sont rapidement confrontées à l'impossibilité de déterminer le champ des impulsions de manière certaine. Ici, une rapide description de la technique de caractérisation basée sur l'autocorrélation d'intensité est présentée avant de nous intéresser à la technique FROG (Frequency Resolved Optical Gating).

### 2.2.1 L'autocorrélateur d'intensité

La technique la plus simple pour effectuer la détection d'impulsions consiste à utiliser un photodétecteur couplé à un oscilloscope, permettant de visualiser en temps réel l'évolution de leur profil d'intensité. Ces détecteurs sont tous quadratiques, ils ne donnent donc aucune information sur la phase du champ électrique. De plus, pour des impulsions de durées inférieures à 20 ps, les dispositifs optoélectroniques atteignent leurs limites, la résolution temporelle devenant insuffisante ; il est alors nécessaire de se tourner vers des dispositifs basés sur des analyseurs de spectre et sur des autocorrélateurs.



Un outil répandu pour caractériser des impulsions picosecondes ou femtosecondes dans le domaine temporel est l'autocorrélateur d'intensité. Cette technique ne permet pas d'obtenir d'informations sur la phase temporelle  $\phi(t)$  de l'impulsion mais permet une estimation de son profil, par la présence (ou l'absence) de lobes latéraux. Le schéma de principe d'un autocorrélateur d'intensité est représenté par la figure (2.4). Ce système est basé sur la séparation de l'impulsion à caractériser en deux avec une même puissance, par le passage de celle-ci dans un interféromètre de Michelson non-colinéaire où les deux bras du montage sont non-symétriques (une configuration colinéaire peut aussi être envisagée). A la sortie de celui-ci, les deux impulsions sont collimatées via une lentille dans un matériau non-linéaire et le photodétecteur (photodiode standard, à avalanche ou photomultiplicateur) placé derrière celui-ci détecte le signal généré. La gestion du retard temporel de l'une des impulsions, par le déplacement d'un des rétro-rélecteurs du montage, permet d'observer une réponse de la forme :

$$S(\tau) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I(t - \tau)dt \quad (2.3)$$

où  $\tau$  représente le retard temporel introduit mécaniquement par l'un des bras du Michelson. La génération de ce signal nécessite un processus non-linéaire d'ordre 2 :  $\chi^{<2>}$ , si bien que dans le cas d'impulsions à la longueur d'onde de 1550 nm, il est nécessaire d'utiliser un détecteur sensible à une onde incidente à 775 nm tel qu'une diode silicium .

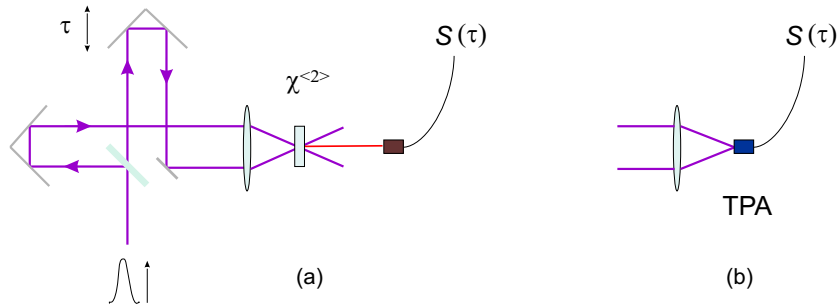


FIG. 2.4 – (a) Schéma de principe de l'autocorrélateur d'intensité utilisant la génération de seconde harmonique (SHG), (b) Partie terminale de l'autocorrélateur d'intensité utilisant le phénomène d'absorption à deux photons (TPA).

Ce dispositif utilisant un cristal non-linéaire peut cependant être aisément remplacé par une simple diode, réalisant la fonction d'autocorrélation de l'impulsion par un processus d'absorption à deux photons (TPA) [Barry, 1996 ; Ranka, 1997]. Pour cela, il est nécessaire d'utiliser un photodétecteur dont la bande spectrale d'absorption ne se chevauche pas avec la bande spectrale des impulsions à caractériser, afin d'éviter toute réponse linéaire du composant. De plus l'énergie de la bande interdite d'absorption de la diode doit être inférieure à l'énergie de deux photons incidents. Ces deux conditions se trouvent être vérifiées pour des diodes électroluminescentes GaAs dans le cas d'impulsions laser à 1550 nm [Roth, 2002].

Le courant électrique obtenu par une de ces deux méthodes est mesuré en fonction du déplacement du bras mobile du montage, générant le profil d'autocorrélation d'intensité  $S(\tau)$ . Dans le cas d'impulsions de profil sécante hyperbolique, la largeur à mi-hauteur de l'impulsion  $\Delta t$  peut être reliée à la largeur à mi-hauteur  $\Delta\tau$  de cette fonction [Diels, 1985] :

$$\Delta t = 0,648 \times \Delta\tau$$

permettant ainsi d'obtenir, dans le cas d'impulsions simples, une estimation rapide de la largeur temporelle impulsionnelle. A partir de la mesure de cette fonction et en sachant que l'influence de la phase temporelle s'observe sur le profil de son spectre, divers algorithmes [Peatross, 1998 ; Rundquist, 2002] ont été développés pour reconstruire le champ électrique.

Cependant, ceux-ci ne peuvent assurer l'unicité de la solution retrouvée et ont été rapidement délaissés pour ne plus être utilisés qu'en tant que générateurs de pré-profilés pour les algorithmes de déconvolution des systèmes FROG [Trebino, 2002].

### 2.2.2 Caractérisation par corrélation résolue en fréquence

Les recherches de dispositifs permettant de résoudre les problèmes liés à l'indétermination de la phase, à l'unicité du champ retrouvé et assurant une caractérisation du champ électrique pour toute impulsion femtoseconde ou picoseconde, ont amené à l'élaboration des techniques de corrélations résolues en fréquence. Parmi celles-ci, on présente l'autocorrélation par doublage de fréquence qui par sa grande sensibilité fait d'elle la référence des systèmes FROG actuels. Elle sera utilisée pour la caractérisation d'impulsions ultracourtes dans le chapitre IV.

#### 2.2.2.1 Principe de la technique

La technique FROG développée en 1993 [Kane, 1993] est caractérisée par le fait qu'elle est basée sur l'étude simultanée dans les deux espaces de représentation de l'impulsion.

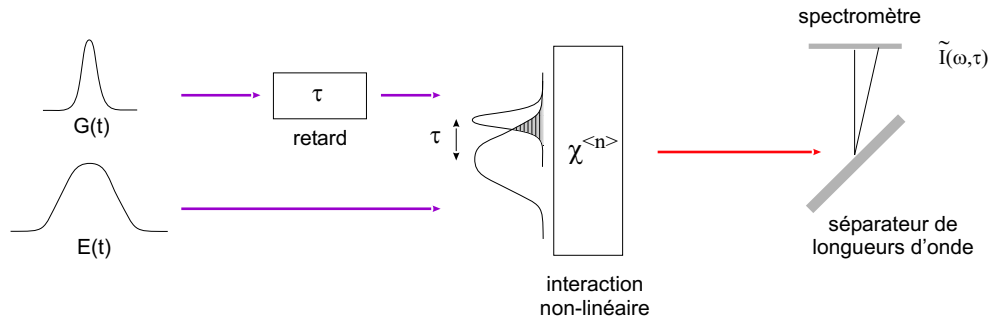


FIG. 2.5 – Principe de la corrélation résolue en fréquence.

Son principe, détaillé dans la figure (2.5), consiste à découper *en tranches* une impulsion temporelle à l'aide d'une fonction porte  $G(t)$ . Cette fonction est de retard variable et doit permettre de sélectionner toute ou une partie de l'impulsion à caractériser. L'interaction temporelle entre l'impulsion et la fonction porte est alors décomposée sous forme d'un spectre déterminant l'information pour la tranche temporelle définie. En faisant varier le retard temporel de la fonction  $G(t)$ , il est alors possible, à partir des spectres acquis successivement, de construire un spectrogramme de l'interaction. Cette représentation temps-fréquence des caractéristiques de l'impulsion est appelée trace FROG, et définie par la relation :

$$\tilde{I}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} P(t)G(t - \tau)e^{i\omega t} dt \right|^2 \quad (2.4)$$

dans laquelle  $P(t)$  est le champ de l'impulsion à caractériser et  $\tau$  le retard temporel généré par le déplacement d'un bras du corrélateur. Cette technique nécessite cependant, pour fonctionner correctement, que la fonction porte soit synchronisée en déclenchement ainsi qu'en taux de répétition avec la source impulsionnelle à analyser. Une configuration habituellement choisie consiste alors à utiliser l'impulsion elle-même comme fonction porte, pour procéder à son autocorrélation résolue en fréquence. La technique FROG reste cependant une méthode indirecte de caractérisation de l'amplitude et de la phase de l'impulsion, elle nécessite donc une étape suivante de traitement numérique qui consiste à rechercher par processus itératifs un champ  $P_{alg}(t)$  générant un spectrogramme le plus fidèle possible à celui ayant été obtenu expérimentalement. Bien que nécessitant plusieurs minutes pour effectuer les acquisitions successives des différents spectres, cette technique offre l'avantage, de part cette caractéristique

d'accumulation des données, de pouvoir restituer un champ solution dont l'unicité est quasi-assurée [Trebino, 2002].

### 2.2.2.2 Le système de caractérisation SHG-FROG

Afin de réaliser la corrélation entre la fonction porte et l'impulsion, de nombreuses configurations utilisant divers effets non-linéaires ont été proposées. Parmi ceux-ci nous pouvons citer brièvement la génération de second harmonique en système colinéaire [Gallmann, 2000 ; Amat-Roldan, 2004] et non-colinéaire [Barry (2), 1996], la cascade non-linéaire [Kwok, 1998], le mélange quatre-ondes [Lacourt, 2002] et la modulation de phase croisée [Thomson, 1998]. Parmi ces différents processus de corrélation, une configuration basée sur le doublage de fréquence offre par l'utilisation d'un processus  $\chi^{<2>}$  et de cristaux non-linéaires de faible épaisseur, une plus grande sensibilité que des processus d'ordre trois et requière des puissances crêtes plus faibles. Avec cette configuration, la trace FROG construite par analyse spectrale du signal de second harmonique est définie par la relation :

$$\tilde{I}_{SHG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} P(t)P(t - \tau)e^{i\omega t} dt \right|^2 \quad (2.5)$$

Le schéma du montage de l'autocorrélateur optique SHG-FROG (SHG : Second Harmonic Generation) pour un cristal qui génère un second harmonique en configuration de type I est représenté sur la figure (2.6a). Tout comme l'autocorrélateur d'intensité dont le montage ainsi que le fonctionnement ont été décrits précédemment, le dispositif SHG-FROG utilise une lame séparatrice 50/50 ainsi qu'un miroir. Ce système permet d'obtenir, après passage des faisceaux dans les rétrorélecteurs, deux faisceaux parallèles de même polarisation, qui est une condition nécessaire à la génération d'un signal de second harmonique pour cette configuration de cristal.

Un système de caractérisation FROG, basé sur la génération de second harmonique déjà mis en oeuvre, sera employé (voir figure 2.6b), il utilise un cristal de BBO (Beta Borate de Barium) de 1 mm d'épaisseur et permet à la longueur d'onde de 1550 nm d'obtenir un accord de phase sur plus de 200 nm [Billet, 2006]. Ce système a été construit pour pouvoir s'adapter à l'ensemble des fibres monomodes disponibles commercialement (connectorisées ou non). De plus, il permet d'effectuer des estimations rapides de la qualité et de la largeur temporelle des impulsions par autocorrélation d'intensité et l'utilisation de la diode. Concernant la récupération du signal de second harmonique dans le cadre de la réalisation d'une trace FROG, il est réalisé par sa focalisation dans une fibre monomode standard pour être transmis vers l'analyseur de spectre (Anritsu MS9710B) dont la gamme de longueurs d'onde est 600-1750 nm. L'acquisition des spectres qui génère la trace FROG se fait par commande Labview, gérant le déplacement du bras mobile de l'interféromètre et l'analyseur de spectre.

### 2.2.2.3 Algorithme de récupération du champ

Un spectrogramme obtenu expérimentalement ne permet pas de connaître directement l'amplitude ni la phase de l'impulsion ayant servi à sa génération. Pour cela, il est nécessaire de faire appel à un programme de déconvolution. Parmi les différents algorithmes capables de retrouver le champ électrique à partir de la trace FROG, ceux dont le principe repose sur des projections généralisées se distinguent par leur fiabilité [Delong, 1994].

Cette méthode assure la convergence de l'algorithme par deux contraintes inhérentes à la technique de caractérisation des impulsions (voir figure 2.7). La première repose sur la méthode de génération par effets non-linéaires du champ expérimental  $E(t, \tau)$ , tandis que la seconde est imposée par la correspondance de l'intensité  $\tilde{I}_{alg}^k(\omega, \tau)$  au spectrogramme expérimental  $\tilde{I}(\omega, \tau)$ . Dans l'ensemble des représentations des champs électriques, nous pouvons donc définir deux sous-ensembles dont chacun vérifie une des deux contraintes, et dont le point d'intersection correspond théoriquement au champ générateur du spectrogramme expérimental. Le champ

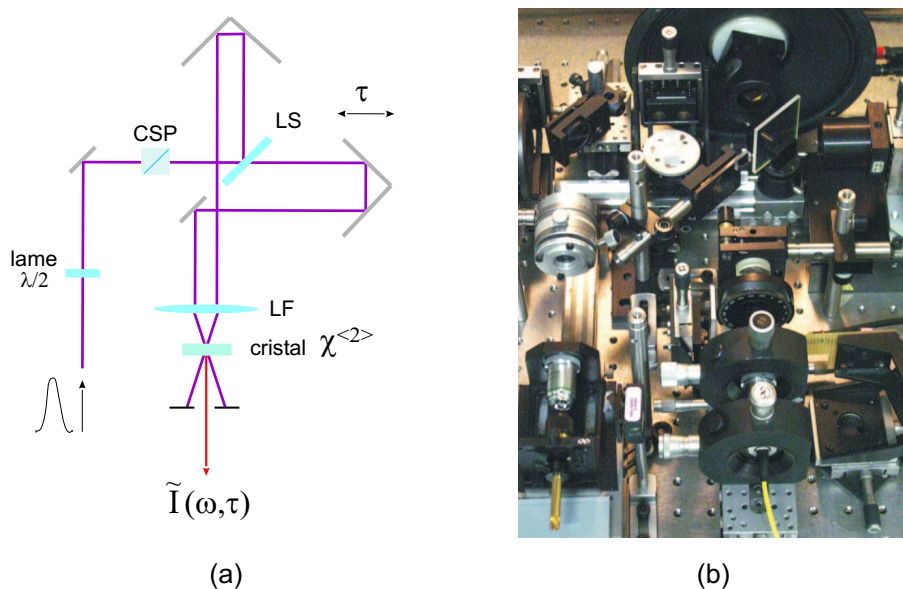


FIG. 2.6 – (a) Schéma et (b) photo de l'autocorrélateur résolu en fréquence (SHG-FROG) disponible pour la caractérisation d'impulsions à 1550 nm. (CSP: cube séparateur de polarisation, LS: lame séparatrice 50/50, LF: lentille de focalisation)

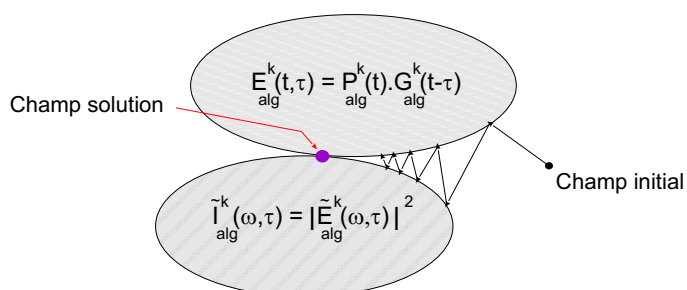


FIG. 2.7 – Principe de l'algorithme de récupération par projections généralisées.

solution est alors trouvée à partir d'un champ initial  $P_{alg}(t)$  qui est projeté successivement sur l'une puis sur l'autre des contraintes. L'algorithme corrige à chaque projection le champ itéré pour qu'il convienne le mieux possible à celles-ci. Une variante de cette technique appelée méthode généralisée de projections des composantes principales est aujourd'hui couramment employée dans le cas de fonctions portes complexes [Kane, 2003]. Basé sur l'idée que la trace FROG est construite à partir de deux tenseurs représentant l'impulsion et la fonction porte, l'algorithme utilise alors des propriétés d'algèbre linéaire pour générer les champs électriques solutions. Enfin, lors de l'acquisition, les spectres expérimentaux sont généralement bruités, l'évolution de l'algorithme sur les surfaces des contraintes peut être alors perturbée et provoquer une stagnation du champ itéré sur une solution intermédiaire plus ou moins éloignée du champ optimal. Habituellement, la technique consiste à effectuer des filtrages numériques du spectrogramme expérimental et à modifier le champ initial  $P_{alg}(t)$ .

Lorsque l'enveloppe et la phase du champ  $P_{alg}^k(t)$  sont retrouvées par l'algorithme après la  $k^{ieme}$  itération, une estimation d'erreur permet de déterminer la pertinence de cette solution. Une mesure de l'écart type quadratique moyen entre le spectrogramme expérimental et celui généré par l'algorithme est alors effectuée :

$$\sigma_{FROG} = \sqrt{\frac{1}{N^2} \sum_{i,j=1}^N |\tilde{I}(\omega_i, \tau_j) - \tilde{I}_{alg}^k(\omega_i, \tau_j)|^2} \quad (2.6)$$

Ce coefficient appelé *erreur FROG*, est comparé dans l'algorithme avec sa valeur pour l'itération précédente. Cette comparaison permet de s'assurer que le champ itéré tend progressivement vers le champ expérimental et de stocker le champ  $P_{alg}^k(t)$  correspondant à la meilleure récupération. Dans la pratique, la convergence ne peut être parfaite, la valeur finale de l'erreur FROG détermine alors la qualité du profil restitué par l'algorithme. Ainsi, un coefficient  $\sigma$  de l'ordre de  $10^{-3}$  est considéré comme correct alors qu'une erreur de l'ordre de  $10^{-2}$  indique le plus souvent des problèmes lors de la mesure. Cependant, ce coefficient est à relativiser car il dépend de la taille de la grille de déconvolution et de la surface du spectrogramme sur celle-ci. De plus l'estimation de la qualité du champ impulsionnel retrouvé est un critère subjectif dépendant fortement des difficultés expérimentales mises en jeu lors de l'acquisition du spectrogramme. Une confrontation des caractéristiques spectrales du champ retrouvé par l'algorithme avec celles relevées par l'analyseur de spectre permet toutefois de s'assurer que le champ impulsionnel proposé par l'algorithme présente les principales caractéristiques de l'impulsion expérimentale.

Le programme commercial *Femtosoft FROG*, combinant différents algorithmes de projections généralisées, est communément utilisé pour effectuer la déconvolution de spectrogrammes. Ce logiciel sera utilisé par la suite, pour le traitement des traces FROG issues de nos dispositifs expérimentaux.

## 2.3 Dispositifs expérimentaux

Les différents dispositifs expérimentaux utilisés dans les applications des chapitres suivants font appel à plusieurs sources d'impulsions femtosecondes, fibres optiques, analyseurs de spectre et puissance mètres. Les caractéristiques techniques et contraintes sont détaillées ci-dessous pour chaque dispositif.

### 2.3.1 Dispositif pour la génération de supercontinuum

Cette expérience de génération de supercontinuum en régime femtoseconde est réalisée avec un laser Titane:Saphir (Spectra Physics Mai Tai) accordable en longueur d'onde entre 750 - 850 nm et délivrant des impulsions de durée de l'ordre de 60 fs à un taux de répétition de 80

MHz. La puissance moyenne du laser est de 700 mW à 800 nm (longueur d'onde sélectionnée pour l'expérience). Un isolateur de Faraday est placé entre le laser Ti:Saphire et l'entrée de la PCF pour éviter les retours parasites des réflexions de Fresnel vers l'intérieur du laser. Le faisceau en sortie du laser, monomode  $TEM_{00}$ , polarisé linéairement, est injecté dans la fibre microstructurée à l'aide d'un objectif de microscope  $\times 40$  ( $NA = 0,65$ ), permettant un couplage de l'ordre de 12 à 14%. Les caractéristiques de la PCF utilisée pour cette expérience sont les mêmes que celles décrites dans le paragraphe (2.1.1) avec une longueur de fibre de 0,5 m. En sortie de fibre, les caractéristiques spectrales du faisceau lumineux sont mesurées à l'aide d'un analyseur de spectre numérique (Anritsu MS9702B) avec une résolution en longueur d'onde de 1 nm, et qui permet de visualiser la plage de longueurs d'onde [350-1750nm]. Des précautions sont prises également pour une injection des impulsions sur un axe propre de polarisation de la fibre. En effet, la PCF utilisée présente une forte biréfringence due à son cœur elliptique [Millot, 2002 ; Kibler, 2004], ce qui induit une influence de la direction de polarisation de l'onde injectée sur le supercontinuum généré [Lehtonen, 2003]. Pour une comparaison des résultats expérimentaux et numériques (modélisation de la propagation scalaire) sur la génération de supercontinuum (chapitre III), il est donc nécessaire de s'assurer des conditions d'injection sur un axe propre de la PCF. Ainsi, on vérifie que les composantes spectrales générées ont la même polarisation que celles injectées, de plus toutes ces composantes se propagent sur le mode fondamental de la fibre [Ranka, 2000]. Enfin, les relevés de la puissance moyenne des différents spectres obtenus (s'étendant du visible à l'infrarouge) sont réalisés à l'aide d'un puissance mètre (Newport 2835-C) dont la gamme de longueurs d'onde acceptées est comprise entre 400 à 1650 nm.

## 2.3.2 Dispositif pour la génération passive d'impulsions paraboliques et la compression d'impulsions ultracourtes

### 2.3.2.1 Source femtoseconde à similaritons

Pour ces expériences de génération d'impulsions paraboliques de manière passive et de compression d'impulsions ultracourtes, on emploie une source femtoseconde entièrement fibrée basée sur l'emploi d'un laser picoseconde commercial suivi d'un dispositif fibré particulier. Ce laser impulsif est un laser à fibre à blocage de modes passif, fabriqué par la société *Pritel*. Les impulsions sont formées dans la cavité qui utilise pour milieu à gain une fibre dopée erbium pompée par un laser à 980 nm, ainsi qu'un miroir à absorbant saturable pour le déclenchement. Ensuite, ces impulsions sont compressées temporellement dans une fibre monomode, de plus la stabilité des impulsions est très sensible au contrôle de la polarisation. Ce laser dont le taux de répétition est de 19,8 MHz est adaptable en puissance ainsi qu'en longueur d'onde, de 1528 à 1562 nm, et permet via l'insertion de différents filtres spectraux dans la cavité résonante de générer des impulsions solitons sur trois largeurs temporelles différentes. Ici, la génération à 1550 nm d'impulsions de durée 1,4 ps est sélectionnée avec une puissance crête d'environ 80 W. Ensuite, un dispositif additionnel disponible est employé pour générer à partir de ce laser des impulsions de durée de l'ordre de 180 à 250 fs [Billet, 2005].

Ce dispositif est basé sur trois étapes (voir figure 2.8). La première étape utilise les impulsions sortant du laser commercial et une fibre dopée erbium (de longueur 10 m) pompée par un laser à 1480 nm pour générer des impulsions paraboliques de durée 5,4 ps et de puissance crête 550 W.

La deuxième étape a pour but l'élargissement spectral (de 17 nm à 34 nm) de ces impulsions paraboliques, par l'intermédiaire de leur évolution auto-similaire dans une fibre fortement non-linéaire à dispersion normale (de longueur 10 m), ceci donne des impulsions de durée 6,1 ps et de puissance crête 400 W.

Enfin, la troisième étape consiste à comprimer de façon linéaire ces dernières impulsions dans une fibre microstructurée à cœur creux (de longueur 3,5 m) présentant une dispersion plate anormale élevée autour de 1550 nm (qui permet de compenser la phase temporelle quadratique, caractéristique des impulsions paraboliques), on obtient alors des impulsions de type sécante hyperbolique de durée comprise entre 180 et 250 fs et de puissance crête de l'ordre de 4 à 6 kW (selon les réglages du contrôle de la polarisation le long du système pour optimiser ou non la compression).

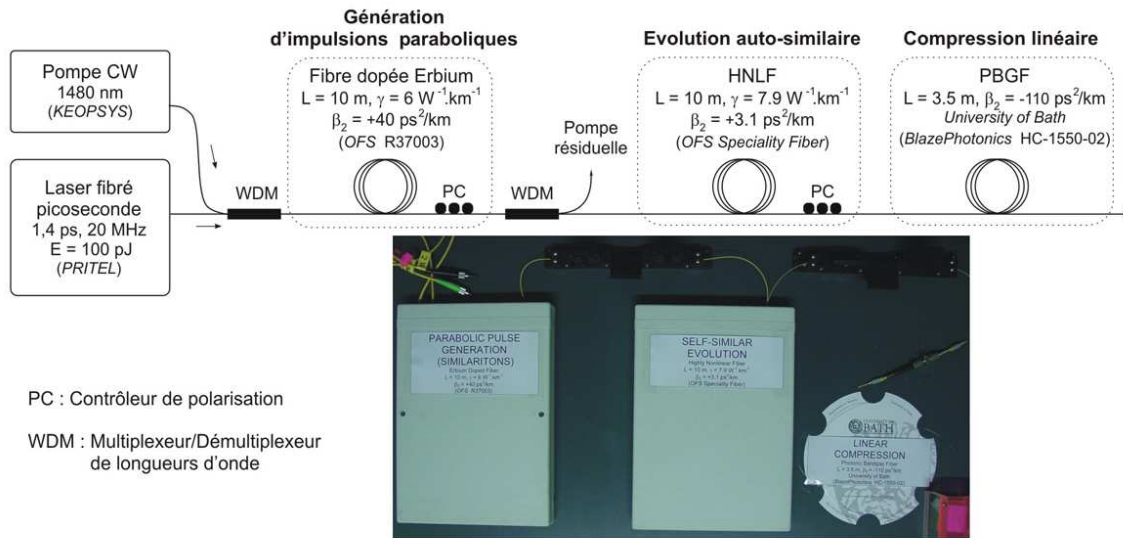


FIG. 2.8 – Schéma et photo du dispositif de la source d'impulsions femtosecondes à 1550 nm.

Les caractéristiques temporelles de ces impulsions sont présentées à la figure (2.9). Ces caractérisations expérimentales par la technique FROG ont donné après l'étape de déconvolution, une erreur FROG inférieure à  $4.10^{-3}$  (voir section 2.2.2.3). Ces impulsions constituent alors la source femtoseconde utilisée pour les expériences suivantes.

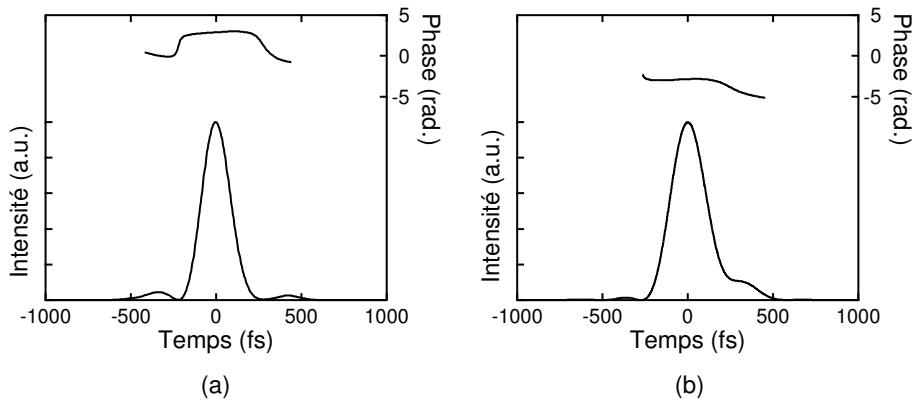


FIG. 2.9 – Caractéristiques temporelles d'intensité (axe gauche) et de phase (axe droit) obtenues à l'aide de la caractérisation FROG, des impulsions utilisées dans les dispositifs (a) de génération d'impulsions paraboliques et (b) de compression d'impulsions. Les durées de ces impulsions sont (a) 190 fs et (b) 240 fs (FWHM).

### 2.3.2.2 Dispositif pour la génération passive d'impulsions paraboliques

On présente maintenant la mise en œuvre du système fibré pour générer les impulsions paraboliques avec des composants passifs (chapitre IV). Ce système fait appel à la notion de

gestion de dispersion par l'intermédiaire d'une fibre hybride. Cette fibre hybride consiste à l'assemblage de divers segments de fibres optiques (commerciallement disponibles et présentant des caractéristiques de dispersion ou de non-linéarité différentes), par un processus de soudure. Cette technique permet de constituer une fibre optique hybride avec des fonctionnalités diverses selon la longueur et les propriétés optiques des segments employés [Chernikov, 1994]. En effet, ce type de fibre est aujourd'hui très développé afin de combiner les effets dispersifs et non-linéaires de différentes fibres optiques pour des applications de génération de trains d'impulsions et de compression d'impulsions [Ozeki, 2005 ; Igarashi, 2005].

Ici, le but est de réaliser une gestion de dispersion par une fibre hybride avec un profil de dispersion discontinu, mais équivalent à une fibre à dispersion décroissante de façon hyperbolique en fonction de la longueur (DDF). Une étude numérique récente a démontré la possibilité de générer des impulsions paraboliques avec la seule utilisation d'une DDF appropriée [Hi-rooka, 2004]. L'approche développée est de contourner la faible et coûteuse disponibilité de DDF par la conception d'une fibre hybride basée sur de courts segments de HNLF. Celle-ci est réalisable à l'aide des deux fonctions simples suivantes : un profil de dispersion en forme de peigne (alternance de plusieurs segments de deux fibres de dispersions différentes : HNL-NDDF 1 et 3) et un profil de dispersion en forme d'escalier (assemblage de trois segments de fibres avec trois valeurs de dispersion différentes : HNL-NDDF 1, 2 et 3).

Ces assemblages sont réalisés à l'aide d'une soudeuse conventionnelle (Ericsson FSU 995 PM). Cette soudeuse à électrodes permet un alignement automatique très précis du cœur des fibres optiques ainsi que la possibilité de modifier les différents paramètres intervenant dans un programme de soudure (nombre, position, durée et courant des décharges électriques). Les aires effectives des fibres employées diffèrent, cependant on obtient de faibles pertes par soudure avec un programme approprié et une technique de soudure basée sur des fusions répétitives pour chaque assemblage (une technique similaire appliquée à l'assemblage PCF-SMF fut démontrée postérieurement [Xiao, 2007]). Ces techniques permettent de mettre en place une région de transition adaptant les différentes structures des fibres à assembler. Une mesure des pertes est contrôlée directement durant ces procédures à l'aide d'une source continue à 1550 nm et d'une puissance mètre. En effet, des paramètres choisis de manière appropriée de cette soudeuse ont permis l'obtention de soudures entre les différentes HNLF (et même avec des fibres classiques SMF28) avec une moyenne des pertes par couplage d'environ 0,1 dB par soudure (correspond à un couplage de 97-98%). Des résultats équivalents avaient déjà été démontrés [Joergensen, 2003 ; Igarashi, 2004]. Ils ont pour conséquence la mise en œuvre de fibres hybrides avec des transmissions totales variant entre 90 et 96% selon le nombre de segments de fibre introduits.

Les deux systèmes hybrides réalisés sont : une fibre avec un profil de dispersion en peigne constituée de six segments de HNLF, ainsi qu'une autre fibre avec un profil de dispersion en escalier constituée de trois segments de HNLF. Les profils de dispersion obtenus pour les deux fibres hybrides sont présentés dans la figure (2.10).

Le dispositif complet de génération passive des impulsions paraboliques est mis en place avec l'un ou l'autre des deux systèmes hybrides (voir figure 2.11). Ce dispositif comprend donc la source femtoseconde décrite précédemment et l'une des fibres hybrides à dispersion décroissante. Cependant, une difficulté apparaît pour relier la source dont la sortie est une fibre à bande interdite photonique (à cœur creux) avec la fibre hybride constituée de fibre conventionnelle à forte non-linéarité (à cœur en silice dopée). Cette liaison est extrêmement difficile à réaliser avec un processus de soudure donnant un bon couplage, c'est pourquoi un simple contact physique entre les deux fibres (mises *bout-à-bout*) est effectué. Cette astuce permet d'obtenir un couplage de l'ordre de 30-35%, suffisant pour les études réalisées par la suite (chapitre IV).



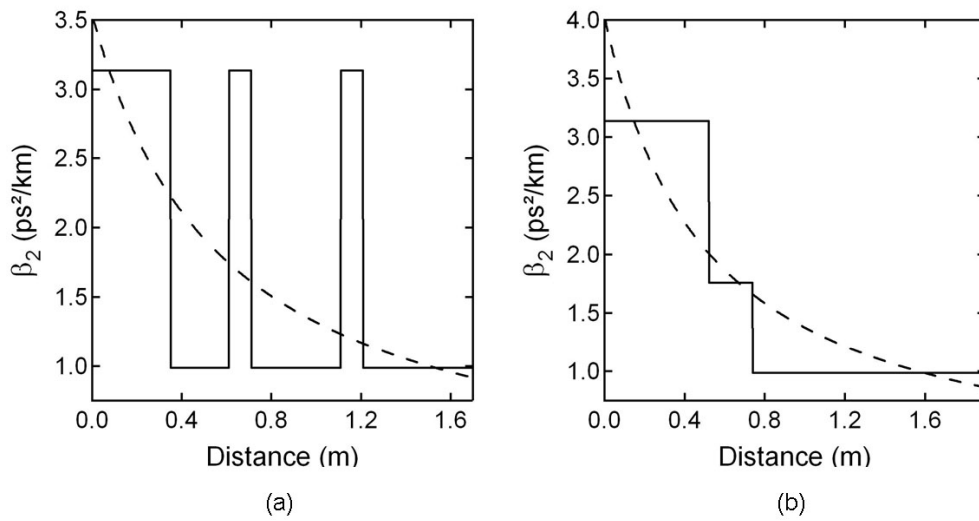


FIG. 2.10 – Profils optimisés de la dispersion de vitesse de groupe (a) en forme de peigne et (b) en forme d'escalier en fonction de la longueur des deux fibres hybrides. Pour chaque type de profil, l'ajustement correspondant de type hyperbolique de la dispersion décroissante est présenté en trait pointillé.

La caractérisation des impulsions de sortie de ce dispositif est alors possible à l'aide de l'autocorrélateur résolu en fréquence (FROG) présenté dans la section (2.2.2). Enfin, les mesures de puissances moyennes des impulsions se font à l'aide d'un puissance mètre (ILX Lightwave FPM-8210H) dont la gamme de longueurs d'onde acceptées est comprise entre 850 à 1650 nm. Il sera également employé pour les dispositifs expérimentaux suivants étudiant des phénomènes non-linéaires aux longueurs d'onde proches de 1550 nm.

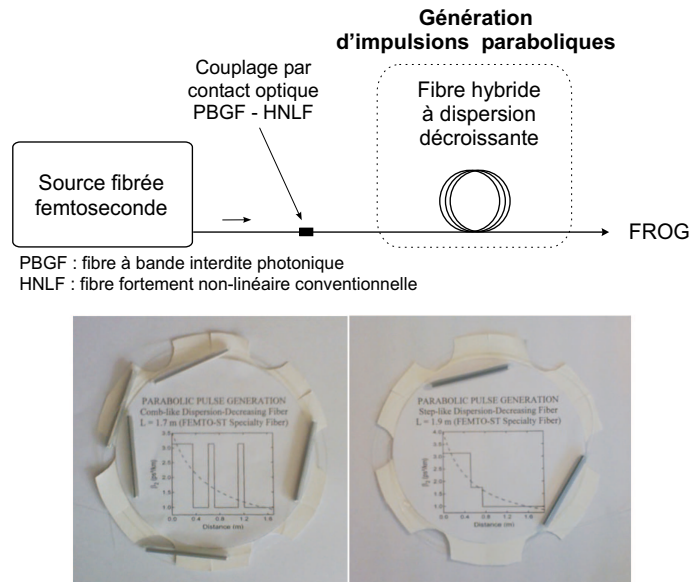


FIG. 2.11 – Schéma du dispositif expérimental de génération d'impulsions paraboliques à 1550 nm. On montre également les fibre hybrides à dispersion décroissante conçues.

### 2.3.2.3 Dispositif pour la compression d'impulsions ultracourtes

Le dispositif présenté ci-dessous permet de compresser les impulsions fournies par la source fibrée femtoseconde décrite précédemment (voir figure 2.8). Cette compression est non-linéaire

et basée sur le principe de compression par effet soliton, qui utilise la première phase de compression d'un soliton d'ordre supérieur injecté au début de sa propagation [Agrawal, 2001]. Elle fait appel à l'utilisation d'un court segment de fibre à forte non-linéarité avec une dispersion anormale et de longueur appropriée (HNL-ADSF). Cette étude est développée dans le chapitre IV. Le problème de la liaison de la source disponible (sortie fibre à cœur creux) avec la fibre fortement non-linéaire intervient de nouveau, on utilise alors l'astuce du contact optique permettant d'obtenir un couplage d'environ 30 à 35%, suffisant pour montrer un facteur de compression important qui aboutit à des impulsions de quelques cycles optiques. De plus, cette méthode de couplage permet par la même occasion de faire varier la puissance injectée et d'étudier ce facteur de compression obtenu, sans modifier les autres caractéristiques des impulsions injectées (car on ne modifie pas les réglages et paramètres de la source d'impulsions femtosecondes). Enfin, la caractérisation des impulsions de sortie est effectuée à l'aide de l'autocorrélateur résolu en fréquence.

### 2.3.3 Dispositif pour la compression d'impulsions et la génération de troisième harmonique

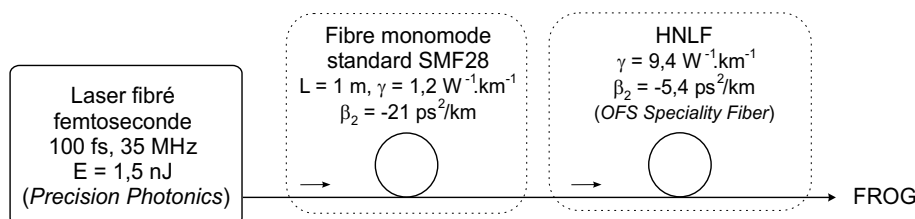


FIG. 2.12 – Schéma du dispositif expérimental de compression d'impulsions et génération de troisième harmonique utilisant la source femtoseconde commerciale.

Ce dernier dispositif expérimental est mis en œuvre pour deux applications, la première effectuant la compression d'impulsions (chapitre IV) d'une source femtoseconde commerciale, et la seconde permettant d'observer et de démontrer la génération de troisième harmonique (chapitre V) dans une fibre à forte non-linéarité (voir figure 2.12). Tout d'abord, la source commerciale utilisée est un laser à fibre à blocage de mode passif de la société *Precision Photonics*. Il utilise dans un premier temps, un oscillateur basé sur le processus de rotation non-linéaire de la polarisation dépendant de l'intensité dans une fibre optique, le contrôle de la polarisation permet alors d'obtenir l'équivalent d'un absorbant saturable (transmission dépendante de l'intensité). Les impulsions générées par l'oscillateur sont alors pré-chirpées dans une fibre spéciale, puis amplifiées à l'aide d'un amplificateur à fibre dopée erbium, et enfin comprimées dans une fibre standard. Ce laser délivre finalement des impulsions de l'ordre de 100 fs à une longueur d'onde de 1560 nm avec un taux de répétition de 35 MHz. La puissance moyenne maximale de sortie de ce laser est d'environ 50 mW. La configuration du laser est prévue pour délivrer les impulsions par l'intermédiaire d'une jarretière de fibre standard SMF28 de longueur 1 m, ajustée pour une compression temporelle optimale des impulsions.

La compression de ces impulsions est basée sur le même processus que précédemment, employant donc un segment de longueur appropriée de fibre fortement non-linéaire (HNL-ADSF). On procède alors à l'assemblage du segment de HNLF avec la jarretière de SMF28 par un processus de soudure à l'aide de la soudeuse déjà évoquée (Ericsson FSU 995 PM). Un programme de soudure avec des paramètres appropriés mène à des pertes par couplage d'environ 0,1 dB par soudure. Des longueurs différentes de HNLF sont employées selon le cas d'étude : compression d'impulsions ou génération de troisième harmonique. Concernant les techniques de mesures, l'autocorrélateur résolu en fréquence permet la caractérisation des

impulsions comprimées et l'analyseur de spectre numérique (Anritsu MS9702B) relève les spectres obtenus en sortie de la fibre fortement non-linéaire sur la gamme de longueurs d'onde [350-1750nm].

## **2.4 Conclusion**

Les différentes techniques et dispositifs expérimentaux utilisés dans les chapitres suivants ont été décrits dans ce chapitre. En particulier, les caractéristiques de dispersion et de non-linéarité des fibres optiques employées ainsi que le dispositif d'autocorrélation résolue en fréquence (SHG-FROG) pour la caractérisation d'impulsions sont présentés. Les impulsions de sortie de la source femtosecondes basée sur un amplificateur à similaritons ont été caractérisées en intensité et en phase, permettant par la suite d'envisager des simulations de propagation précises basées sur ces caractérisations. Il a été également mis en évidence une technique de soudure entre fibres à forte non-linéarité en silice dopée (également avec une fibre standard type SMF28) menant à de faibles pertes de l'ordre de 0,1 dB par soudure, en employant une soudeuse conventionnelle. Cette technique a permis de réaliser des fibres hybrides à forte non-linéarité et de montrer la possibilité d'une intégration simple des fibres à forte non-linéarité dans des systèmes utilisant des fibres standards.

## 2.5 Références

**Agrawal G. P.**, *Applications of Nonlinear Fiber Optics*, Chap. 6 (Academic Press, San Diego, 2001).

**Amat-Roldan I.**, I. G. Cormack, P. Loza-Alvarez, E. Gualda and D. Artigas, "Ultrashort pulse characterisation with SHG collinear-FROG", *Optics Express* **12**, 1169-1178 (2004).

**Barry L. P.**, P. G. Bollond, J. M. Dudley, J. D. Harvey and R. Leonhardt, "Autocorrelation of ultrashort pulses at 1.5  $\mu\text{m}$  based on nonlinear response of silicon photodiodes", *Electronics Letters* **32**, 1922-1923 (1996).

**Barry L. P.** (2), J. M. Dudley, P. G. Bollond, J. D. Harvey and R. Leonhardt, "Complete characterisation of pulse propagation in optical fibres using frequency-resolved optical gating", *Electronics Letters* **32**, 2339-2340 (1996).

**Billet C.**, J. M. Dudley, N. Joly and J. C. Knight, "Intermediate asymptotic evolution and photonic bandgap fiber compression of optical similaritons around 1550 nm", *Optics Express* **13**, 3236-3241 (2005).

**Billet C.**, "Génération de similaritons optiques dans des amplificateurs à fibres dopées erbium", (Thèse de l'Université de Franche-Comté, 2006).

**Bjarklev A.**, J. Broeng and A. Sanchez Bjarklev, *Photonic Crystal Fibres*, (Kluwer Academic, Boston, 2003).

**BeamPROP 5.1**, RSoft Photonics (RSoft Design Group Inc., 2003).

**Chernikov S. V.**, J. R. Taylor, and R. Kashyap, "Comblike dispersion-profiled fiber for soliton pulse train generation", *Optics Letters* **19**, 539-541 (1994).

**DeLong K. W.**, D. N. Fittinghoff, R. Trebino, B. Kohler and K. Wilson, "Pulse retrieval in frequency-resolved optical gating based on the method of generalized projections", *Optics Letters* **19**, 2152-2154 (1994).

**Diels J. C. M.**, J. J. Fontaine, I. C. McMichael and F. Simoni, "Control and measurement of ultrashort pulse shapes (in amplitude and phase) with femtosecond accuracy", *Applied Optics* **24**, 1270-1282 (1985).

**Femtosoftware FROG 3.0** (Femtosoftware Technologies, 1998).

**Gallmann L.**, G. Steinmeyer, D. H. Sutter, N. Matuschek and U. Keller, "Collinear type II second-harmonic-generation frequency-resolved optical gating for the characterization of sub-10-fs optical pulses", *Optics Letters* **25**, 269-271 (2000).

**Hirooka T.** and M. Nakazawa, "Parabolic pulse generation by use of a dispersion-decreasing fiber with normal group-velocity dispersion", *Optics Letters* **29**, 498-500 (2004).

**Igarashi K.**, H. Tobioka, S. Kuroki, R. Miyabe, J. Hiroishi, M. Takahashi, T. Yagi, O. Aso and S. Namiki, "A highly nonlinear fiber module and its application to the generation of ultra-high repetition-rate sub-picosecond optical pulse trains", *Furukawa Review* **25**, 9-12 (2004).

**Igarashi K.**, H. Tobioka, M. Takahashi, T. Yagi and S. Namiki, "Widely wavelength-tunable 40 GHz femtosecond pulse source based on compression of externally-modulated pulse using 1.4km comb-like profiled fibre", *Electronics Letters* **41**, 797-798 (2005).

**Joergensen C. G.**, T. Veng, L. Grüner-Nielsen and M. Yan, "Dispersion flattened highly non-linear fiber", *Proceedings of the 29th European Conference on Optical Communication*, 556-557 (2003).

**Kane D. J.** and R. Trebino, "Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency-resolved optical gating", *IEEE Journal of Quantum Electronics* **29**, 571-579 (1993).

**Kane D. J.**, J. Weston and K. C. J. Chu, "Real-time inversion of polarization gate frequency-resolved optical gating spectrograms", *Applied Optics* **42**, 1140-1144 (2003).

**Kibler B.**, C. Billet, J. M. Dudley, R. S. Windeler and G. Millot, "Effects of structural irregularities on modulational instability phase matching in photonic crystal fibers", *Optics Letters* **29**, 1903-1905 (2004).

**Kwok A.**, L. Jusinski, M. A. Krumbugel, J. N. Sweetser, D.N. Fittinghoff and R. Trebino, "Frequency-resolved optical gating using cascaded second-order nonlinearities", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **4**, 271-277 (1998).

**Lacourt P-A.**, J. M. Dudley, J. M. Merolla, H. Porte, J. P. Goedgebuer and W. T. Rhodes, "Milliwatt-peak-power pulse characterization at 1.55  $\mu\text{m}$  by wavelength-conversion frequency-resolved optical gating", *Optics Letters* **27**, 863-865 (2002).

**Lehtonen M.**, G. Genty, H. Ludvigsen and M. Kaivola, "Supercontinuum generation in a highly birefringent microstructured fiber", *Applied Physics Letters* **82**, 2197-2199 (2003).

**Millot G.**, A. Sauter, J. M. Dudley, L. Provino and R. S. Windeler, "Polarization mode dispersion and vectorial modulational instability in air-silica microstructure fiber", *Optics Letters* **27**, 695-697 (2002).

**Ozeki Y.**, S. Takasaka, J. Hiroishi, R. Sugizaki, T. Yagi, M. Sakano and S. Namiki, "Generation of 1 THz repetition rate, 97 fs optical pulse train based on comb-like profiled fibre", *Electronics Letters* **41**, 1048-1050 (2005).

**Peatross J.** and A. Rundquist, "Temporal decorrelation of short laser pulses", *Journal of the Optical Society of America B* **15**, 216-222 (1998).

**Ranka J. K.**, A. L. Gaeta, A. Baltuska, M. S. Pshenichnikov and D. A. Wiersma, "Autocorrelation measurement of 6-fs pulses based on the two-photon-induced photocurrent in a GaAsP photodiode", *Optics Letters* **22**, 1344-1346 (1997).

**Ranka J. K.**, R. S. Windeler and A. J. Stentz, "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm", *Optics Letters* **25**, 25-27 (2000).

**Roth J. M.** and T. E. Murphy, "Ultrasensitive and high-dynamic-range two-photon absorption in a GaAs photomultiplier tube", *Optics Letters* **27**, 2076-2078 (2002).

**Rundquist A.**, A. Efimov and A. H. Reitze, "Pulse shaping with the gerchberg-saxton algorithm", *Journal of the Optical Society of America B* **19**, 2468-2478 (2002).

**Sutter D. H.**, I. D. Jung, F. X. Kartner, N. Matuschek, F. Morier-Genoud, V. Scheuer, M. Tilsch, T. Tschudi and U. Keller, "Self-starting 6.5-fs pulses from a Ti:sapphire laser using a semiconductor saturable absorber and double-chirped mirrors", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **4**, 169-178 (1998).

**Thomson M. D.**, J. M. Dudley, L. P. Barry and J. D. Harvey, "Complete pulse characterization at 1.5  $\mu\text{m}$  by cross-phase modulation in optical fibers", *Optics Letters* **23**, 1582-1584 (1998).

**Trebino R.**, *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*, (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2002).

**Xiao L.**, W. Jin and M. S. Demokan, "Fusion splicing small-core photonic crystal fibers and single-mode fibers by repeated arc discharges", *Optics Letters* **32**, 115-117 (2007).

**Xu L.**, N. Nakagawa, R. Morita, H. Shigekawa and M. Yamashita, "Programmable chirp compensation for 6-fs pulse generation with a prism-pair-formed pulse shaper", *IEEE Journal of Quantum Electronics* **36**, 893-899 (2000).

**Zolla F.**, G. Renversez, A. Nicolet, B. T. Kuhlmey, S. Guenneau and D. Felbacq, *Foundations of Photonic Crystal Fibres*, (Imperial College, London, 2005).



MODÉLISATION ET PERSPECTIVES POUR  
LA GÉNÉRATION DE SUPERCONTINUUM  
EN RÉGIME FEMTOSECONDE

---





L'élargissement spectral et la génération de nouvelles fréquences sont des thèmes inhérents à l'optique non-linéaire, qui ont été étudiés intensivement depuis le début des années 1960. Le processus connu sous le nom de génération de supercontinuum se produit lorsque des impulsions incidentes avec une bande spectrale étroite autour de  $\omega_0$  subissent un élargissement non-linéaire extrême, menant en sortie à un spectre très large bande (de l'ordre de  $\omega_0$ ), comme par exemple l'obtention d'une lumière blanche. La génération de supercontinuum a été rapportée la première fois par Alfano et Shapiro (1970) dans une masse de verre, et a depuis été le sujet de nombreuses investigations dans une grande variété de milieux non-linéaires, comprenant des solides, liquides organiques et inorganiques, gaz, et divers types de guide d'ondes. La génération de supercontinuum (SC) a trouvé de nombreuses applications dans différents domaines tels que la spectroscopie, la compression d'impulsions, et la conception de sources laser ultra-rapides femtosecondes. Concernant les télécommunications, le découpage spectral des spectres à large bande est également proposé comme manière simple de créer des sources optiques multi-longueurs d'onde pour des applications de multiplexage.

Dans ce contexte, les fibres optiques monomodes en silice sont des excellents milieux non-linéaires en raison de leurs faibles pertes et leurs faibles sections efficaces. Une multitude d'interactions non-linéaires, comprenant l'élargissement spectral et la génération de continuum, les diffusions Raman et Brillouin, et l'amplification paramétrique, ont été démontrées de manière efficace dans les fibres optiques [Agrawal, 2001]. Cependant, la force de ces interactions non-linéaires est souvent limitée par la dispersion chromatique de la fibre. Puisque les fibres optiques conventionnelles peuvent seulement présenter une dispersion normale élevée de vitesse de groupe (GVD) aux longueurs d'onde visibles, les interactions non-linéaires observées dans cette région spectrale sont considérablement diminuées. Or récemment, une nouvelle génération de fibres optiques, c'est-à-dire les fibres à cristaux photoniques (PCF) possédant une microstructure air-silice, présente des caractéristiques de dispersion nettement différentes, en raison de la grande contribution du guide d'onde à leur dispersion. Une nouvelle propriété est une dispersion anormale aux longueurs d'onde visibles qui permet la démonstration possible de nombreux effets non-linéaires dans cette région, menant à de larges élargissements spectraux s'étendant de l'ultraviolet à l'infrarouge (génération de supercontinuum), impossibles auparavant. De manière générale, la conception de PCF a permis d'observer la génération de SC sur un large éventail de sources, contrairement aux milieux en bloc ou aux fibres conventionnelles. Par exemple, des expériences ont rapporté la génération de SC utilisant des impulsions initiales de durées s'étendant de quelques dizaines de femtosecondes à plusieurs nanosecondes, et même avec des sources continues de fortes puissances [Dudley, 2006]. En conséquence, la génération de SC dans les PCF a été largement appliquée dans les domaines interdisciplinaires tels que la tomographie optique de cohérence, la spectroscopie, et en particulier en métrologie optique de fréquences. Une vue d'ensemble de la recherche sur la génération de SC dans les PCF est donnée par Dudley *et al.* (2006).

Depuis la première observation du phénomène de génération de supercontinuum dans les PCF à cœur plein [Ranka, 2000], de nombreux efforts expérimentaux et théoriques ont été consacrés à identifier les mécanismes fondamentaux de ces larges élargissements spectraux [Special Issue APB, 2003]. L'interprétation physique de ces expériences de génération de SC est considérablement facilitée en comparant ces résultats expérimentaux aux simulations numériques, et différentes approches de modélisation numérique ont été rapportées utilisant les équations de Maxwell ou une forme d'équation non-linéaire généralisée de propagation pour l'enveloppe de l'impulsion. Bien que les équations de Maxwell puissent, naturellement, fournir une description sans approximation de la propagation de la lumière, leur application à modéliser la génération de SC a été limitée par la non prise en compte de la contribution Raman retardée [Husakou, 2002]. En conséquence, la plupart des études de propagation d'impulsions sur de grandes longueurs de propagation sont presque exclusivement basées sur une forme d'équation non-linéaire de propagation pour l'enveloppe complexe des impulsions, dans

laquelle la diffusion Raman stimulée est directement introduite [Blow, 1989] (voir chapitre I).

Une complète compréhension des différents mécanismes physiques intervenant dans la génération de SC est d’une importance primordiale. Paradoxalement, la facilité avec laquelle ce phénomène est observé expérimentalement se confronte à la difficulté rencontrée pour sa compréhension physique. En particulier, les larges gammes de fibres, de durée et d’énergie des impulsions utilisées dans les expériences, mènent à une certaine confusion en isolant les contributions relatives de processus tels que l’automodulation et l’intermodulation de phase, le mélange quatre-ondes, l’instabilité de modulation, la fission soliton, la génération d’ondes dispersives et la diffusion Raman. Il est évident qu’une interprétation correcte est facilitée par une modélisation généralisée et précise qui permet d’obtenir des résultats numériques en très bon accord avec les observations expérimentales, quels que soient le cas d’étude et les paramètres envisagés. C’est dans ce but, que l’étude qui suit a été réalisée. En effet, ces dernières années, l’approche par l’équation non-linéaire d’enveloppe fut complétée par la prise en compte des ordres supérieurs de dispersion et de non-linéarité, cependant une description complète doit également inclure la dépendance en fréquence de l’aire effective du mode guidé, en particulier concernant l’expression de l’équation dans le domaine temporel.

La génération de SC correspond à l’apparition de nouvelles composantes spectrales (quelques fois très éloignées de la fréquence initiale des impulsions) lors de la propagation, on s’attend alors à une variation de l’aire effective selon la fréquence, menant à une certaine dispersion dans la réponse non-linéaire. Les conséquences potentielles de cet effet pour les fibres optiques standard ont déjà été notée [Mamyshev, 1990], et quelques études ont été également rapportées dans le cadre des PCF [Iliw, 2002 ; Fang, 2003]. Néanmoins, cet effet est négligé dans la majorité des études précédentes de génération de SC, il est donc raisonnable de vérifier si une telle approximation est justifiée. L’objectif est donc de clarifier cette question, et on s’attache ici à étudier l’influence de cet effet sur la génération de SC dans le régime femtoseconde.

Tout d’abord, on montre dans ce chapitre comment la dépendance en fréquence de l’aire effective du mode guidé peut être facilement introduite dans l’approche dans le domaine temporel de l’équation non-linéaire d’enveloppe à travers un terme de choc optique modifié. Ensuite, les résultats des simulations numériques sont décrits pour examiner les conséquences particulières pour la génération de supercontinuum sous des conditions réalistes. Puis, ces résultats seront justifiés par une série de résultats expérimentaux confirmant l’influence de cet effet comme une dispersion de la réponse non-linéaire. Enfin, quelques perspectives pour la génération améliorée de supercontinuum sont présentées, permettant d’élargir toujours plus le spectre généré. En effet, deux nouvelles configurations de génération de SC basées sur l’utilisation de PCF particulières sont étudiées numériquement pour la première fois, ayant pour but l’extension et le contrôle des spectres de SC.

### 3.1 Modélisation améliorée et variation de l’aire effective du mode guidé

Dans la littérature, il existe deux façons de modéliser la propagation d’impulsions ultracourtes à l’aide de l’équation non-linéaire d’enveloppe [Agrawal, 2001], la première utilise son expression dans le domaine des fréquences (équation 3.1) [François, 1991] et la seconde dans le domaine temporel (équation 3.2)[Blow, 1989] qui reste la plus utilisée. Dans le domaine des fréquences, l’introduction de la variation en fréquence de l’aire effective du mode guidé est directement réalisée en modifiant l’équation (3.1). En effet, le facteur non-linéaire  $\gamma(\omega_0) \left[ 1 + \frac{(\omega - \omega_0)}{\omega_0} \right]$  qui est constitué d’une constante (valeur de  $\gamma$  pour la longueur d’onde centrale des impulsions pompe) et du terme de choc optique habituel, est remplacé par une fonction dépendante de la fréquence  $\gamma(\omega)$  qui fait appel à la connaissance de la variation de l’aire effective en fonction de la fréquence  $A_{eff}(\omega)$  (on rappelle la définition  $\gamma(\omega) = \frac{n_2\omega}{cA_{eff}(\omega)}$ ).

$$\left[ \frac{\partial}{\partial z} - i \sum_{m \geq 2} \frac{(\omega - \omega_0)^m}{m!} \left( \frac{\partial^m \beta}{\partial \omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} + \frac{\alpha}{2} \right] \tilde{A}(z, \omega + \omega_0) =$$

$$i\gamma(\omega_0) \left[ 1 + \frac{(\omega - \omega_0)}{\omega_0} \right] \left( (1 - f_R) |\tilde{A}|^2 + f_R \tilde{h}_R |\tilde{A}|^2 \right) \tilde{A}(z, \omega + \omega_0) \quad (3.1)$$

Par contre dans le domaine temporel (équation 3.2), ceci est moins évident à première vue, il faut remonter à la dérivation de l'équation non-linéaire (voir chapitre I) pour pouvoir intégrer la dépendance en fréquence de l'aire effective dans le facteur non-linéaire  $\gamma(\omega_0) \left[ 1 + i\tau_0 \frac{\partial}{\partial T} \right]$  de l'équation (3.2).

$$\left[ \frac{\partial}{\partial z} - \sum_{m \geq 2} \frac{i^{m+1}}{m!} \left( \frac{\partial^m \beta}{\partial \omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \frac{\partial^m}{\partial T^m} + \frac{\alpha}{2} \right] A(z, T) =$$

$$i\gamma(\omega_0) \left[ 1 + i\tau_0 \frac{\partial}{\partial T} \right] \left( (1 - f_R) |A|^2 + f_R \int_{-\infty}^{+\infty} h_R(\tau) |A(z, T - \tau)|^2 d\tau \right) A(z, T) \quad (3.2)$$

On rappelle que dans ce facteur, le terme à droite de la dérivée par rapport au temps modélise de manière générale la dispersion de la non-linéarité. Il est habituellement associé aux effets non-linéaires d'ordre supérieur (pour des impulsions ultracourtes de durée inférieure à 1 ps), il est généralement responsable de phénomènes tels que l'auto-raïdissement de l'impulsion, la formation de choc optique sur un bord de l'impulsion et peut introduire une asymétrie de l'élargissement spectral induit par SPM, enfin il est caractérisé par une constante de temps habituelle de  $\tau_0 = 1/\omega_0$  [Agrawal, 2001]. En se reportant à la section (1.3), on montre que la dépendance en fréquence de l'aire effective peut être introduite par l'intermédiaire d'une modification de ce terme de choc optique  $\tau_0$  qui est la suivante :

$$\tau_{shock} = \tau_0 - \left\{ \frac{\partial}{\partial \omega} [\ln A_{eff}(\omega)] \right\}_{\omega=\omega_0} \quad (3.3)$$

Il faut préciser que cette modification fait suite au développement en série de Taylor de  $\gamma(\omega)$ , et on ne prend en compte finalement que son développement jusqu'à l'ordre 1 de manière à rester dans le cadre d'une simple modification de l'équation non-linéaire. Ceci correspond donc une approximation par rapport à l'approche exacte dans le domaine des fréquences, cependant on montre ci-dessous que cette approximation reste excellente sur une très large bande de fréquences. On remarque que cette correction du terme de choc optique fait également appel à la connaissance de la variation de l'aire effective en fonction de la fréquence  $A_{eff}(\omega)$ .

Pour examiner les conséquences de cette correction sur la modélisation de la génération de supercontinuum dans les PCF, on considère en particulier l'étude d'une fibre microstructurée fortement non-linéaire disponible dont les caractéristiques ont été présentées dans la section (2.1.1), sachant que les principales conséquences observées par la suite peuvent être généralisées à l'ensemble des fibres optiques démontrant une variation significative de l'aire effective du mode guidé. Pour calculer cette variation en fonction de la fréquence (ou de la longueur d'onde), on utilise le logiciel commercial BeamPROP dont les simulations basées sur une méthode de propagation de faisceau permettent d'obtenir les paramètres de dispersion et d'aire effective.

La première observation est présentée dans les figures (3.1 - 3.2a), d'après lesquelles on vérifie la variation de l'aire effective du mode fondamental avec la longueur d'onde, on montre en particulier la croissance de l'aire effective en augmentant la longueur d'onde d'étude (ou en diminuant la fréquence). Il est maintenant facile de prévoir l'effet du terme de choc optique modifié, le terme dérivé  $\left\{ \frac{\partial}{\partial \omega} [\ln A_{eff}(\omega)] \right\}_{\omega=\omega_0}$  étant négatif, par conséquent cette correction augmente le terme  $\tau_{shock}$  (voir figure 3.2b). Celui-ci caractérisant les effets non-linéaires d'ordre

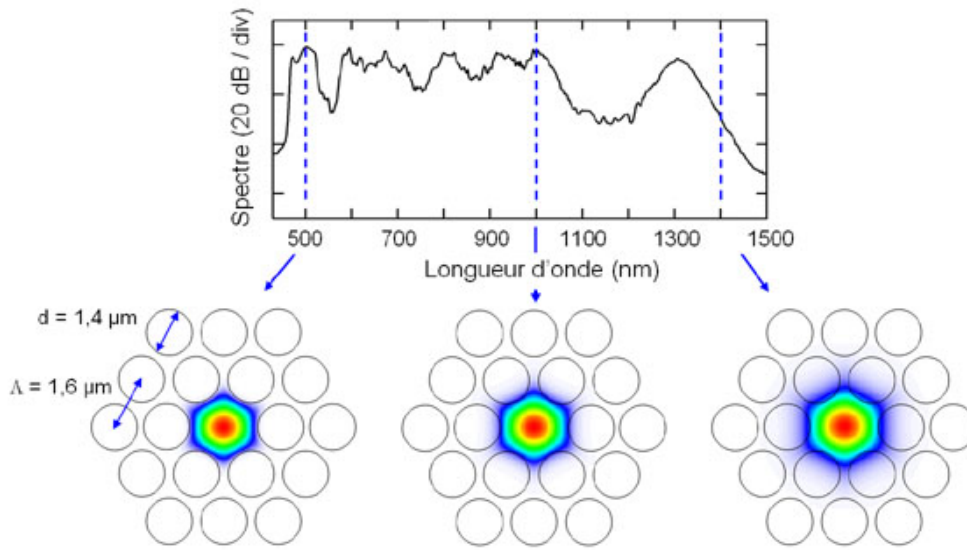


FIG. 3.1 – Représentation de la variation de l'aire effective du mode fondamental à travers un spectre typique de supercontinuum.

supérieur, ce résultat engendre une augmentation dans la dispersion de la réponse non-linéaire à travers le terme dérivé par rapport au temps dans l'équation (3.2). Ceci correspond au fait que les composantes du champ aux courtes longueurs d'onde subissent une interaction non-linéaire plus importante à cause de leur aire effective réduite. D'après la figure (3.2b), on observe clairement que la différence entre le terme de choc simplifié  $\tau_0$  et le terme corrigé  $\tau_{shock}$  croît de manière significative avec la longueur d'onde, on s'attend alors à des conséquences particulières sur la modélisation de la génération de SC.

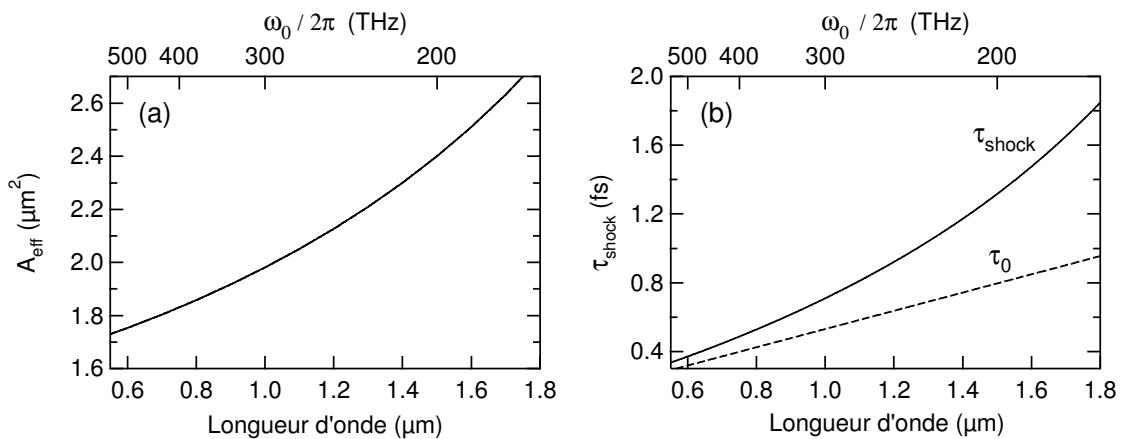


FIG. 3.2 – (a) Dépendance en fréquence de l'aire effective du mode fondamental, (b) Comparaison entre  $\tau_{shock}$  et  $\tau_0 = 1/\omega_0$  pour la PCF décrite précédemment. Les résultats sont représentés en fonction de la longueur d'onde (axe inférieur) et de la fréquence (axe supérieur).

Avant une analyse détaillée de l'influence de cette correction de l'équation non-linéaire, il est nécessaire de vérifier si l'approximation effectuée dans l'approche du domaine temporel décrite précédemment est valable par rapport à l'approche exacte dans le domaine des fréquences. Pour cela, on applique cette même approximation dans le domaine des fréquences, pour réaliser la comparaison. On présente dans la figure (3.3) la comparaison de trois différents facteurs non-linéaires possibles dans le terme droite de l'équation (3.1), tous sont donc

exprimés dans le domaine des fréquences :

- $\gamma(\omega_0)$  : ce facteur ne tient compte d'aucun effet non-linéaire d'ordre supérieur,
- $\gamma(\omega_0) (1 + \tau_0(\omega - \omega_0))$  : ce facteur ne tient pas compte de la dépendance en fréquence de l'aire effective,
- $\gamma(\omega_0) (1 + \tau_{shock}(\omega - \omega_0))$  : ce facteur tient compte de la dépendance en fréquence de l'aire effective selon l'approximation développée dans l'approche du domaine temporel,
- $\gamma(\omega)$  : ce facteur tient compte de la dépendance en fréquence de l'aire effective de manière rigoureuse.

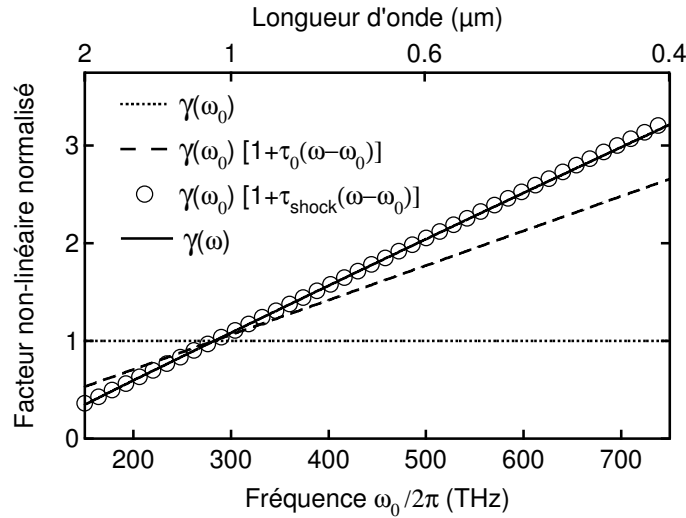


FIG. 3.3 – Comparaison des différents facteurs non-linéaires dans le terme de droite de l'équation non-linéaire d'enveloppe du plus simple au plus rigoureux. On précise ici que ces paramètres ont été obtenus pour  $\lambda_0 = 1064\text{nm}$ .

D'après la figure (3.3), on met en évidence sur la large gamme spectrale présentée (de 0,4 à 2  $\mu\text{m}$ ) un excellent accord entre le facteur non-linéaire total  $\gamma(\omega)$  et l'approximation développée dans le domaine temporel  $\gamma(\omega_0) (1 + \tau_{shock}(\omega - \omega_0))$ , qui permet de justifier l'emploi de ce terme de choc optique corrigé  $\tau_{shock}$  dans la suite de l'étude. De plus, on remarque que dans le domaine des fréquences, la prise en compte de la variation de l'aire effective consiste simplement à modifier par une constante ( $\tau_0 \rightarrow \tau_{shock}$ ) le facteur non-linéaire  $\gamma(\omega_0)$ , sur cette gamme de fréquences présentée.

## 3.2 Simulations numériques et conséquences

Afin d'étudier l'influence de la variation de l'aire effective sur la modélisation de génération de SC, des simulations numériques ont été réalisées avec ou sans la correction du terme de choc optique. Les paramètres envisagés lors de ces simulations correspondent à la génération de supercontinuum dans le régime femtoseconde dans des conditions réalistes, c'est-à-dire possibles expérimentalement. En effet, la largeur à mi-hauteur ( $T_{FWHM}$ ) des impulsions (de type sécante hyperbolique) utilisées varie de 25 à 100 fs avec une puissance crête allant de 1 à 10 kW. Les longueurs de propagation étudiées vont de 1 mm à 50 cm. Deux cas de pompage caractéristiques sont choisis, le premier qui correspond à des impulsions injectées dont la longueur d'onde 800 nm (proche infrarouge) est proche de la longueur d'onde de zéro de dispersion de la PCF ( $\lambda_{D=0} \simeq 760$  nm), et le deuxième cas est un pompage plus loin dans l'infrarouge et de  $\lambda_{D=0}$  avec des impulsions injectées à 1064 nm. Ces choix de longueurs d'onde

pompe définissent alors les paramètres de simulations pour la PCF dans le tableau ci-dessous.

Paramètres	$\lambda_0 = 800nm$	$\lambda_0 = 1064nm$
$\beta_2$ ( $ps^2/km$ )	-12,2	-76,9
$A_{eff}$ ( $\mu m^2$ )	1,86	2,02
$\gamma$ ( $W^{-1}.km^{-1}$ )	110	76
$\tau_0$ ( $fs$ )	0,42	0,56
$\tau_{shock}$ ( $fs$ )	0,53	0,78

Les caractéristiques de dispersion de la PCF sont prises en compte sous la forme d'un développement en série de Taylor jusqu'à l'ordre 8 à partir de la courbe de dispersion donnée dans la section (2.1.1). Ces deux cas d'étude de pompage sont dans le régime de dispersion anormale de la PCF et les différents phénomènes non-linéaires menant à l'élargissement spectral, suite à l'injection d'un soliton d'ordre supérieur  $N$ , ont déjà été largement analysés lors d'études précédentes [Dudley, 2002; Genty, 2002; Dudley, 2006]. On rappelle pour la suite l'équation (1.68) :  $N = T_0 \sqrt{\gamma P_0 / |\beta_2|}$ . On représente dans la figure (3.4) l'évolution de la génération de SC pour les deux types de pompage, avec ou sans la correction du terme de choc optique dans la modélisation. Dans cet exemple, les impulsions injectées sont les mêmes, de durée 50 fs (FWHM) et de puissance crête 10 kW. On précise ici que la modélisation du bruit décrite dans la section (1.5.3) est aussi prise en compte, et on a également vérifié le fait que son introduction ne modifie pas les observations et analyses faites par la suite.

Dans le cas du pompage à 800 nm, on observe que les impulsions subissent un premier élargissement spectral symétrique (par automodulation de phase) qui est suivi de la fission (brisure) du soliton d'ordre supérieur injecté (ici l'impulsion injectée correspond à un soliton d'ordre  $N \simeq 8,5$ ) sur les premiers centimètres. Le soliton initial donne alors naissance à plusieurs solitons fondamentaux ( $N = 1$ ) par fission. On rappelle que ce processus est caractérisé par le fait que les solitons éjectés les premiers ont les amplitudes les plus élevées et les durées les plus courtes, et se propagent avec des vitesses de groupe plus grandes [Kodama, 1987]. Dans le même temps, les perturbations des ordres supérieurs de dispersion permettent le transfert d'énergie de l'autre côté du zéro de dispersion vers les plus courtes longueurs d'onde sous la forme de génération d'ondes dispersives (DW : Dispersive Wave). La position en longueur d'onde de ces ondes dispersives est donnée simplement par une relation d'accord de phase [Akhmediev, 1995]. Enfin l'autre phénomène important de l'élargissement spectral est la diffusion Raman qui entraîne un décalage continu vers les grandes longueurs d'onde des solitons émis précédemment. Ceci est appelé : auto-décalage en fréquence du soliton (SSFS : Soliton Self-Frequency Shift) [Mitschke, 1986; Gordon, 1986], cet effet résulte du recouvrement du spectre du soliton avec sa propre bande de gain Raman (ce phénomène ne peut avoir lieu que dans le cas d'un soliton présentant un spectre assez large donc de largeur temporelle très courte, en général dans le régime femtoseconde). Ce décalage en fréquence du soliton dû à l'effet Raman est exprimé comme suivant :  $d\nu_R/dz \propto |\beta_2|/T_0^4$  [Gordon, 1986]. Cette dépendance en  $T_0^{-4}$  peut être comprise comme le résultat de la dépendance en  $T_0^{-2}$  de la puissance crête du soliton (voir équation 1.68) ainsi qu'avec la dépendance en  $T_0^{-1}$  de sa largeur spectrale.

Concernant le pompage à 1064 nm, on observe de manière générale une dynamique spectrale différente et surtout moins complexe que la précédente, ceci s'explique principalement par l'injection d'impulsions dont la longueur d'onde est très éloignée de  $\lambda_{D=0}$  de la PCF (environ 300 nm). Ceci réduit les perturbations de dispersion et met clairement en évidence les phénomènes de fission du soliton injecté d'ordre supérieur (ici  $N \simeq 2,8$ ) et d'auto-décalage en fréquence du soliton par l'effet Raman. Même si le soliton est d'ordre moins élevé que précédemment, on obtient néanmoins un élargissement spectral significatif.

D'après la figure (3.4), concernant la comparaison des modélisations avec  $\tau_{shock}$  ou  $\tau_0$ , on remarque que la correction du terme de choc optique ne modifie pas la forme générale qualitative de l'évolution spectrale. Par contre, il apparaît bien des différences distinctes quantitatives

au niveau de l'élargissement total du spectre. On note effectivement une réduction de la largeur du supercontinuum généré surtout du côté des grandes longueurs d'onde, lorsqu'on introduit la correction et quelle que soit la longueur d'onde de pompage. Ceci traduit bien cette notion de dispersion de la réponse non-linéaire portée par le terme de choc optique.

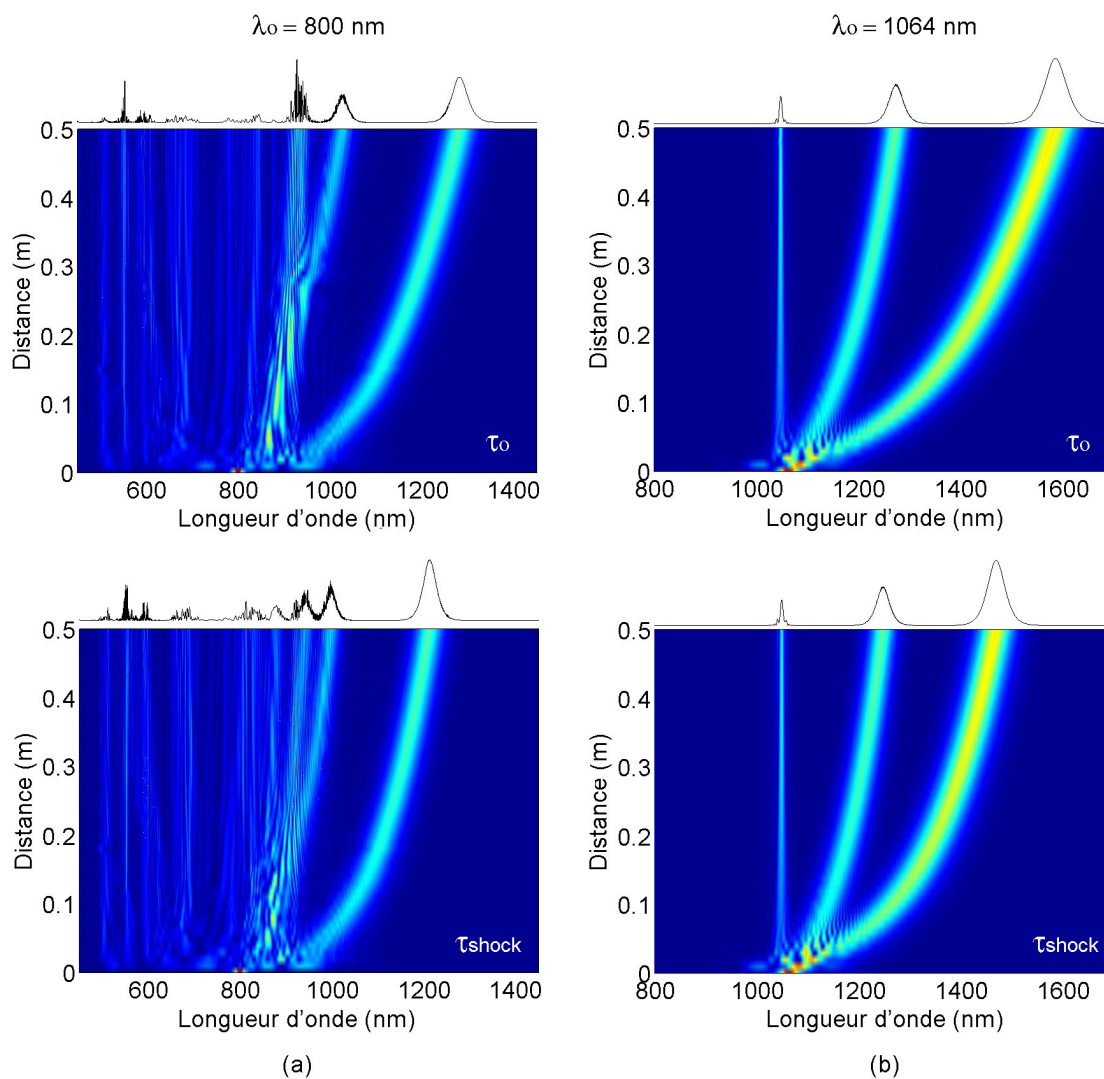


FIG. 3.4 – Comparaison de l'évolution spectrale de la génération de SC simulés en fonction de la distance de propagation avec ( $\tau_{shock}$ ) ou sans ( $\tau_0$ ) la correction du terme de choc optique : (a) pour un pompage à 800 nm, (b) pour un pompage à 1064 nm. Les spectres de fin de propagation sont également représentés en échelle linéaire au-dessus de chaque évolution.

### 3.2.1 Influence de la longueur d'onde pompe

Afin d'étudier précisément la réduction de l'élargissement spectral selon le cas de pompage envisagé, on présente ci-dessous les comparaisons des spectres obtenus pour deux distances de propagation différentes (10 et 50 cm) correspondantes aux évolutions et paramètres déjà présentées de la figure (3.4).



### 3.2.1.1 Injection dans le proche infrarouge

La figure (3.5) présente cette comparaison pour des impulsions pompe injectées à une longueur d'onde de 800 nm. De manière générale, on remarque que le niveau de différence entre les deux modélisations varie avec la distance de propagation. Bien que des différences apparaissent sur tout le spectre, la plus apparente est sur la position du soliton décalé par effet Raman le plus loin de la longueur d'onde pompe, du côté des grandes longueurs d'onde. Ce décalage vers l'infrarouge de ce soliton est surestimé lorsque la correction du terme de choc optique (variation en fréquence de l'aire effective) n'est pas prise en compte. Cette correction mène à une réduction de la non-linéarité aux grandes longueurs d'onde, et inversement pour les plus courtes. En effet, après 10 cm, on note que la différence dans la position prédite du premier soliton décalé est de 20 nm (5,4 THz) alors qu'après 50 cm, celle-ci a augmenté jusqu'à 70 nm (13,3 THz). Par contre, la différence à la limite du continuum vers les courtes longueurs d'onde (correspondante aux ondes dispersives générées dans le visible, on rappelle que leur position est liée aux solitons) est plus faible de l'ordre de quelques nanomètres (quelques THz).

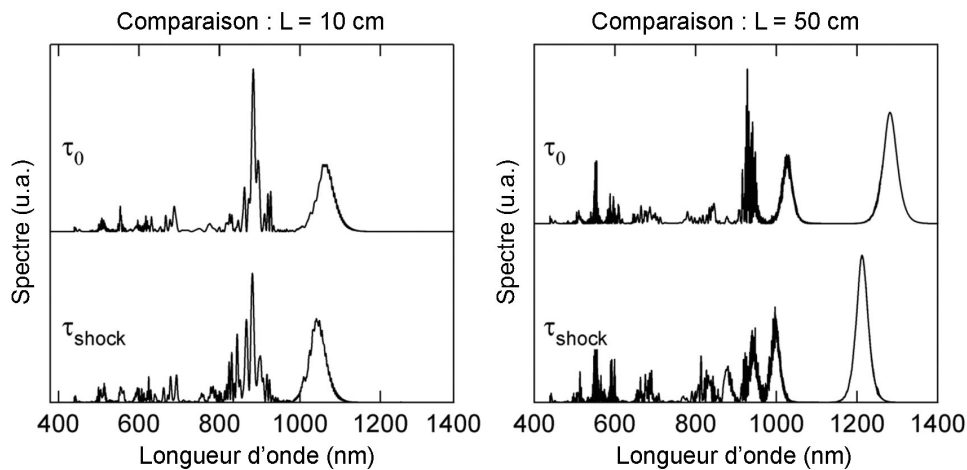


FIG. 3.5 – Comparaison des spectres simulés avec ( $\tau_{shock}$ ) ou sans ( $\tau_0$ ) la correction du terme de choc optique pour deux distances de propagation  $L$  (10 et 50 cm) avec des impulsions injectées à 800 nm.

En considérant la largeur caractéristique à -20 dB du spectre du supercontinuum généré après 50 cm de propagation, l'erreur se trouve être une surestimation de l'ordre de 17 THz sur une largeur de bande totale d'environ 435 THz, ce qui représente  $\sim 4\%$  d'erreur. Il faut noter que cet ordre de grandeur de la correction introduite par la variation de l'aire effective peut être équivalent à celui de mesures expérimentales de puissance et de durée des impulsions employées.

### 3.2.1.2 Injection dans l'infrarouge

Maintenant, on analyse les mêmes comparaisons dans le cadre d'impulsions pompe injectées à une longueur d'onde de 1064 nm montrées par la figure (3.6). On remarque ici de manière plus évidente que la correction  $\tau_{shock}$  introduit toujours une différence significative dans l'auto-décalage en fréquence (par effet Raman) des solitons fondamentaux issus de la fission du soliton injecté. De plus, la largeur totale du continuum équivaut quasiment au décalage subi par le premier soliton par rapport à la longueur d'onde pompe. Après 50 cm de propagation, on constate en effet une surestimation de 120 nm (16 THz) de la largeur caractéristique à -20 dB du spectre généré sur une largeur de bande totale de 98 THz, ce qui représente une erreur de 16%. Cette correction est largement significative contrairement au cas précédent et doit être vérifiée sur une plus large gamme de paramètres envisagés.

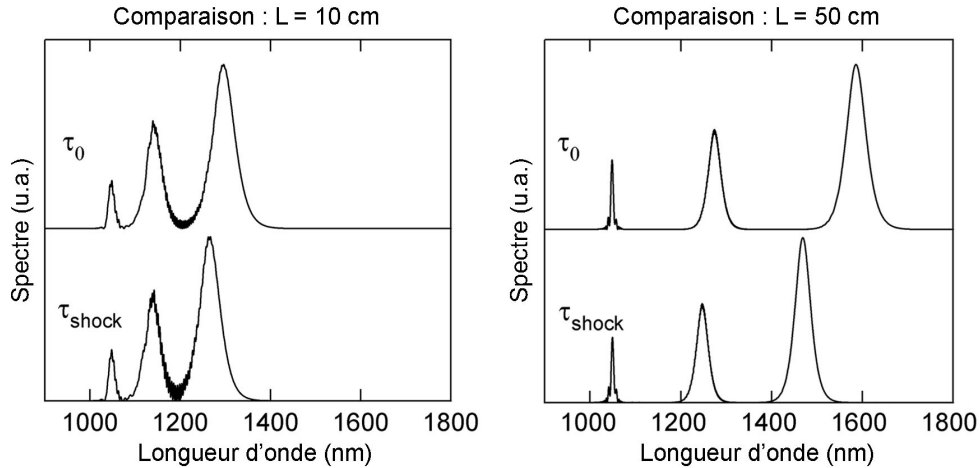


FIG. 3.6 – Comparaison des spectres simulés avec ( $\tau_{shock}$ ) ou sans ( $\tau_0$ ) la correction du terme de choc optique pour deux distances de propagation  $L$  (10 et 50 cm) avec des impulsions injectées à 1064 nm.

### 3.2.2 Synthèse des résultats numériques

Afin de généraliser les résultats précédents, de nombreuses simulations additionnelles pour les deux cas de pompage ont été effectuées sur une large gamme de paramètres. Des durées d'impulsion dans la gamme de 25 à 100 fs pour des puissances allant de 1 à 10 kW sont considérées. Les résultats de ces simulations sont récapitulés dans la figure (3.7a) pour un pompage à 800 nm et la figure (3.7b) pour un pompage à 1064 nm, où est tracée l'évolution de la largeur de bande du supercontinuum à -20 dB en fonction de la distance de propagation (tracée sur une échelle logarithmique) pour les paramètres indiqués. Ces courbes sont obtenues à partir d'ajustements d'un grand nombre de simulations numériques effectuées sur cette gamme de paramètres et des variations de faible amplitude ne sont pas montrées. Pour faciliter l'interprétation physique de ces résultats, l'ordre du soliton injecté est donné pour chaque cas dans la légende de la figure.

Il faut souligner d'abord que le développement global de la largeur du SC avec la distance se produit d'une façon semblable pour tous les cas lorsque  $N \gg 1$  : un important élargissement initial du spectre lié à la fission du soliton et à la génération d'onde dispersive se produit sur les premiers pas de la propagation ( $L \leq 1$  cm), suivi d'une croissance plus lente liée à l'auto-décalage Raman du soliton (SSFS: Soliton Self-Frequency Shift). On remarque que la différence présentée par la correction de l'aire effective dépend fortement des paramètres d'impulsion d'entrée et de la distance de propagation.

Dans le cadre d'un pompage à 800 nm, généralement, la différence devient de plus en plus significative lorsque la croissance du continuum par SSFS domine, après la phase d'élargissement initial, correspondant à une largeur de bande du SC excédant environ 300 THz. Les simulations additionnelles suggèrent en effet que, si la largeur du SC considérée est plus faible, des simulations négligeant la dépendance en fréquence de l'aire effective peuvent être employées pour une modélisation précise. À cet égard, il faut rappeler que des comparaisons précédemment rapportées entre simulations et expériences ont déjà montré un excellent accord quantitatif dans ce régime [Washburn, 2001 ; Washburn, 2002]. D'ailleurs, même dans le cas de largeurs de SC excédant 400 THz, l'erreur relative présentée en négligeant la correction de  $\tau_{shock}$  est comparable à celles présentées par des incertitudes dans les paramètres de dispersion, de puissance ou de durée d'impulsions (en général 5%), conformément au fait que la bonne concordance entre expérience et simulation ait été rapportée même dans ce régime plus élevé de largeur de SC [Corwin, 2003].

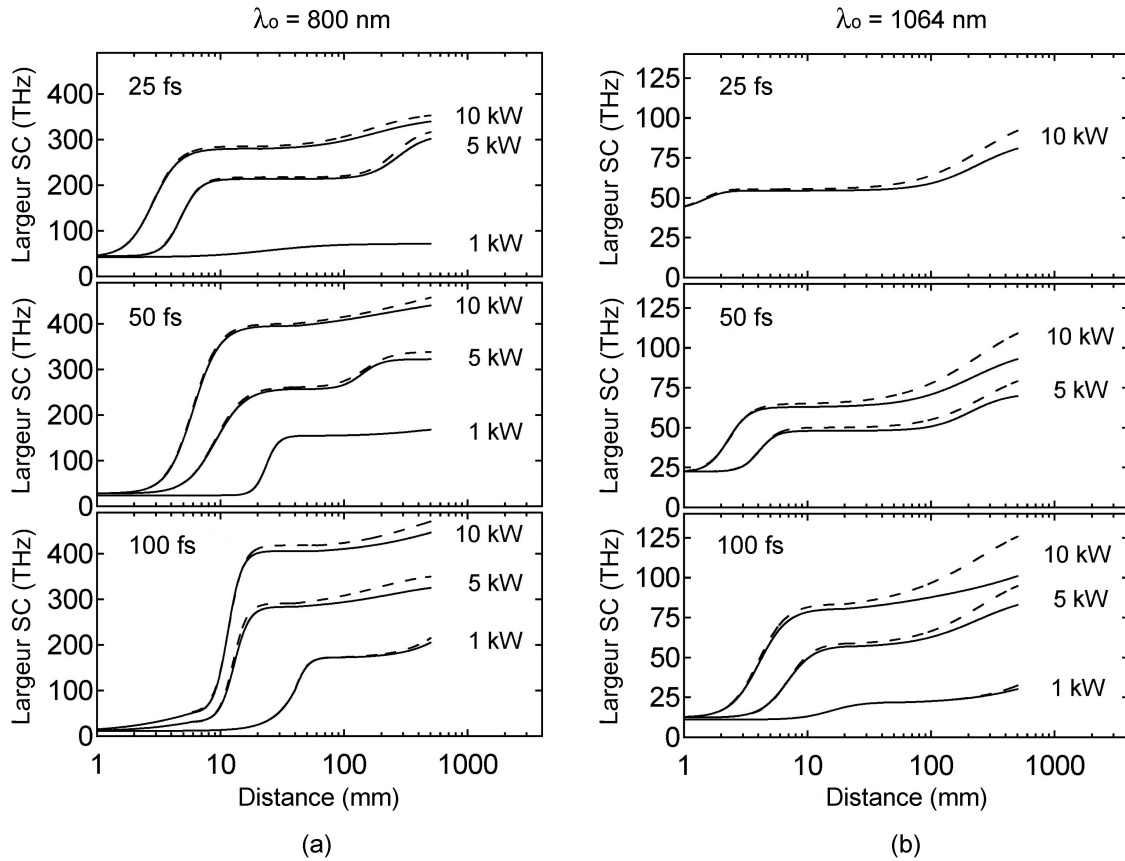


FIG. 3.7 – Evolutions en fonction de la distance de propagation de la largeur caractéristique à  $-20$  dB du supercontinuum généré pour différentes durées et puissances crêtes d'impulsions injectées à (a)  $800$  nm et (b)  $1064$  nm. Les courbes en trait pointillé montrent les résultats négligeant la correction ( $\tau_0$ ), tandis que les courbes en trait continu représentent les résultats incluant cette correction ( $\tau_{shock}$ ). Pour le pompage à  $800$  nm, les ordres des solitons injectés correspondant aux puissances crêtes  $10$  kW,  $5$  kW,  $1$  kW sont respectivement pour  $25$  fs :  $4,27 - 3,01 - 1,35$ ; pour  $50$  fs :  $8,53 - 6,03 - 2,7$ ; pour  $100$  fs :  $17,06 - 12,06 - 5,4$ . Concernant le pompage à  $1064$  nm, les ordres des solitons injectés sont pour  $25$  fs :  $1,41$ ; pour  $50$  fs :  $2,81 - 1,99$ ; pour  $100$  fs :  $5,62 - 3,98 - 1,78$ .

Concernant maintenant le pompage à 1064 nm, les résultats de la figure (3.7b) confirment une correction beaucoup plus significative (jusqu'à 25% de différence sur la largeur totale du SC obtenu) sur un choix très large de paramètres d'impulsion d'entrée. On note que dans cette figure, seuls les résultats, où l'élargissement spectral significatif a été observé, sont tracés. Etant donné le fort intérêt pour la génération de SC utilisant des sources à large bande dans l'infrarouge autour de 1  $\mu\text{m}$  ou 1,5  $\mu\text{m}$  [Price, 2002 ; Reeves, 2003], il faut prévoir que l'influence de la variation de l'aire effective dans des simulations numériques sera de plus en plus exigée pour des comparaisons précises avec les expériences.

En effet, l'ampleur précise de la correction du terme de choc optique dépend fortement de la longueur d'onde des impulsions employées, mais dans le régime de longueur d'onde (proche infrarouge) où la plupart des études précédentes de SC dans les PCF ont été effectués, on constate que la correction est très faible comparée à la largeur globale du SC. Cependant, la correction devient plus significative pour des longueurs d'onde de pompe plus loin dans l'infrarouge, menant à une surestimation non-négligeable de l'auto-décalage Raman du soliton et de la position du bord spectral du SC vers les grandes longueurs d'onde.

### 3.3 Résultats expérimentaux

Afin de vérifier ces prédictions numériques, un dispositif expérimental de génération de supercontinuum a été mis en place (voir section 2.3.1). Il a pour but de générer des SC en régime femtoseconde en utilisant une longueur de 50 cm de la fibre microstructurée non-linéaire décrite antérieurement. On utilise donc un laser Ti:Saphire dont la longueur d'onde est réglée à 800 nm et délivrant des impulsions de durée d'environ 60 fs à un taux de répétition de 80 MHz. On suppose des impulsions qui sont émises du laser en limite de Fourier, satisfaisant alors dans le cadre d'impulsions de type sécante hyperbolique la relation du produit des largeurs temporelle et spectrale (à mi-hauteur) des impulsions (TBP : Time-Bandwidth Product) :  $\Delta\tau \times \Delta\nu \simeq 0,315$ . Un atténuateur variable est alors employé pour faire varier la puissance des impulsions injectées dans la fibre. En sortie de fibre, les caractéristiques spectrales du supercontinuum sont mesurées par l'analyseur de spectre numérique (Anritsu MS9702B) avec une résolution en longueur d'onde de 1 nm, pour différentes puissances d'impulsions relevées en sortie de fibre par le puissance mètre (Newport 2835-C). Ces différents paramètres expérimentaux ont été choisis pour rester dans la même gamme de paramètres numériques présentés précédemment, et faciliter les comparaisons. De plus, malgré la faible longueur de PCF utilisée, les pertes de l'ordre de 50 dB/km [Ranka, 2000 ; Sharping, 2001] ont été introduites dans la modélisation pour une comparaison précise entre simulations et expériences. La figure (3.8a) présente la comparaison entre les résultats numériques (des deux modélisations avec  $\tau_{shock}$  et  $\tau_0$ ) et expérimentaux de l'auto-décalage Raman du premier soliton issu de la fission en fonction de la puissance crête en entrée de la PCF. On montre en particulier dans la figure (3.8b) un exemple des spectres obtenus. De manière générale, on observe clairement l'accord entre les résultats numériques comprenant la correction  $\tau_{shock}$  et les expériences. Ceci vérifie la surestimation de l'élargissement spectral lorsqu'on ne prend pas en compte cette correction. De plus, on montre l'accord quantitatif et qualitatif de la modélisation pour des élargissements spectraux atteignant jusqu'à 400 THz. On attribue les composantes spectrales isolées vers 450 nm apparaissant sur les spectres de la figure (3.8b) au processus d'intermodulation de phase (XPM) entre le premier soliton issu de la fission et la première onde dispersive [Genty (2), 2004]. Ce type de phénomène non-linéaire est abordé dans la section suivante. Une étude de l'influence du bruit d'entrée sur les simulations numériques a montré que la déviation maximale sur le décalage du soliton obtenu est de l'ordre du nanomètre, des variations de conditions initiales (puissance et durée) des impulsions d'environ 5% ont été étudiées. En effet, dans ce régime d'étude de la génération de supercontinuum considéré ici, où le processus de fission du soliton domine les dynamiques initiales d'évolution,

on obtient un supercontinuum stable et de haute cohérence [Dudley, 2006].

Pour conclure, des expériences utilisant un pompage plus loin dans l'infrarouge, par exemple à 1064 nm, seraient plus significatives pour une comparaison simulation - expérience montrant la correction de  $\tau_{shock}$  indispensable.

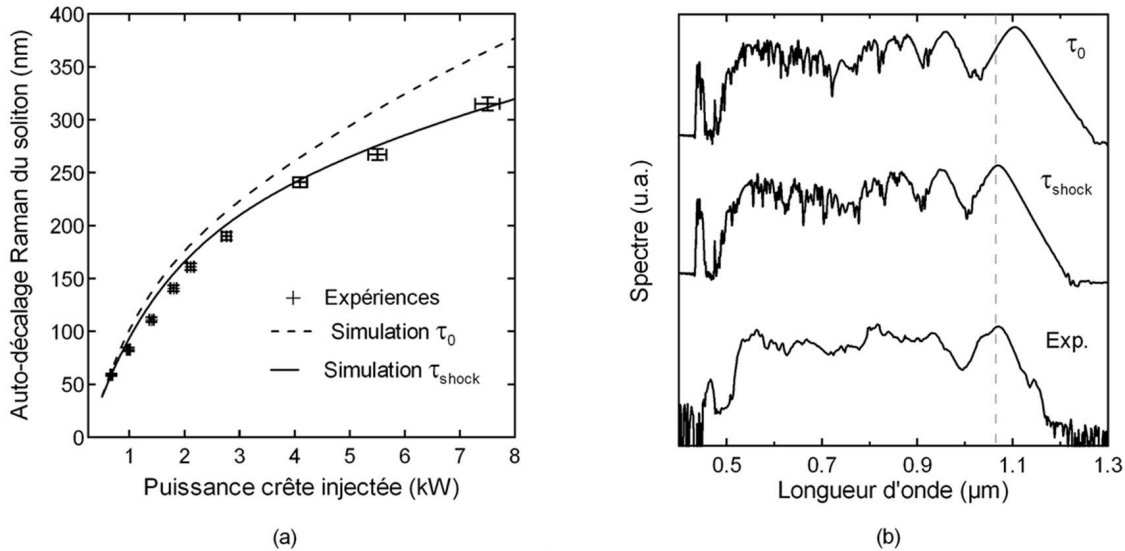


FIG. 3.8 – (a) Comparaison simulation - expérience de l'auto-décalage Raman du premier soliton issu de la fission en fonction de la puissance crête des impulsions injectées (on représente également l'estimation des erreurs de mesures expérimentales). (b) Comparaison des spectres obtenus pour une puissance crête de 5,5 kW des impulsions injectées.

### 3.4 Perspectives pour la génération améliorée de supercontinuum

Le développement des fibres microstructurées fortement non-linéaires a rendu possible la génération de supercontinuum à très large bande dans l'infrarouge et dans le visible, en utilisant des impulsions ultracourtes et des longueurs de fibre de quelques dizaines de cm. Cependant, la volonté d'obtenir des spectres toujours plus larges est encore d'actualité même si de nombreuses solutions ont déjà été mises en œuvre. L'une des plus significatives fut la démonstration de PCF présentant deux longueurs d'onde de dispersion nulle [Skryabin, 2003 ; Hilligsøe, 2004]. En effet, la modification de la microstructure des PCF permet le décalage de la longueur d'onde de dispersion nulle  $\lambda_{ZD}$  sur une gamme allant de 1550 à 550 nm [Knight, 2000 ; Reeves, 2003], lorsque la dimension du cœur est assez diminuée une première  $\lambda_{ZDV}$  apparaît dans le visible et une deuxième  $\lambda_{ZDI}$  dans l'infrarouge (voir 1.7), il existe donc deux régions spectrales où la PCF présente une dispersion normale. Cette configuration permet alors la génération d'ondes dispersives dans le visible mais également dans l'infrarouge en utilisant un pompage par impulsions ultracourtes dans le régime de dispersion anormale de la PCF [Genty, 2004]. On obtient alors par la même occasion une extension du supercontinuum vers les courtes et grandes longueurs d'onde, menant à des spectres recouvrant toute la gamme 400-1700 nm. Hormis les modifications des caractéristiques de dispersion, d'autres solutions pour l'extension des supercontinua peuvent être citées : l'utilisation de matériau de non-linéarité supérieure à la silice pour la fabrication de PCF [Kumar, 2002 ; Omenetto, 2006], mais également des configurations plus complexes de pompage multi-longueurs d'onde des PCF [Champert, 2004].

On propose ici deux nouvelles configurations pour l'amélioration et l'extension des spectres de SC. La première basée sur une conception d'amplification permet l'extension simultanée du

supercontinuum vers les courtes et grandes longueurs d'onde. Quant à l'autre configuration utilisant le processus d'effet tunnel spectral du soliton, elle montre de nouvelles perspectives concernant le contrôle et l'extension du SC vers les grandes longueurs d'onde. Ces deux propositions sont présentées dans le cadre d'études numériques préliminaires, utilisant des conditions et paramètres réalistes pour d'éventuelles futures applications.

### 3.4.1 Conception d'amplification par fibre microstructurée

Les sources de lumière bleue large bande font l'objet d'un intérêt considérable pour leurs différentes applications possibles telles que la spectroscopie, le stockage de données et l'analyse biomédicale. La possibilité d'étendre efficacement la génération de supercontinuum vers le bleu et l'ultraviolet a déjà été démontrée de plusieurs façons. La première idée utilise la génération d'onde dispersive dans la région spectrale recherchée. Ceci peut s'effectuer de deux manières : soit en modifiant la longueur d'onde de pompage [Genty, 2002 ; Hilligsøe, 2003], soit en choisissant une ou plusieurs PCF (notion de gestion de dispersion) avec des caractéristiques de dispersion adaptées [Travers, 2005 ; Kudlinski, 2006], afin de satisfaire la relation d'accord de phase ci-dessous pour générer l'onde dispersive voulue. Pour un soliton de puissance crête  $P_S$  de pulsation  $\omega_S$ , une onde dispersive est générée à la pulsation  $\omega_{DW}$  qui satisfait [Dudley, 2006] :

$$\beta(\omega_S) - \frac{\omega_S}{v_{gS}} + (1 - f_R)\gamma P_S = \beta(\omega_{DW}) - \frac{\omega_{DW}}{v_{gS}} \quad (3.4)$$

avec  $v_{gS}$  la vitesse de groupe du soliton à  $\omega_S$ .

L'idée alternative consiste à utiliser le phénomène d'intermodulation de phase (XPM) entre les solitons et les ondes dispersives obtenus lors de la génération de supercontinuum dans les PCF [Genty (2), 2004]. En effet, suite à un pompage en régime femtoseconde et de dispersion anormale d'une PCF, on observe la fission soliton et la génération d'onde dispersive. L'onde dispersive effectue une propagation à une vitesse plus faible que celle de la pompe. Le premier soliton issu de la fission, quant à lui, subit un décalage vers les grandes longueurs d'onde et voit sa vitesse de groupe diminuer, jusqu'à être rattrapé et dépassé temporellement par l'onde dispersive. Ce chevauchement temporel du soliton et de l'onde dispersive donne naissance à une modulation temporelle et l'apparition de composantes spectrales du côté des courtes longueurs d'onde de l'onde dispersive (voir exemple de la figure 3.9). La phase non-linéaire induite par le soliton sur l'onde dispersive affecte la propagation de cette dernière et en particulier le chirp positif quasi-linéaire initial de l'onde dispersive. Au début de ce chevauchement, le front arrière du soliton interagit avec le front avant de l'onde dispersive et introduit un chirp positif (décalage vers le bleu). Par conséquent, le front avant de l'onde dispersive consiste à des composantes spectrales décalées vers le bleu, qui se propagent plus lentement que les composantes "rouges" de l'onde dispersive (ceci est dû à la dispersion normale de la PCF à ces longueurs d'onde) et continuent à se décaler vers le bleu avec la propagation. Il faut préciser que ce phénomène de XPM n'implique pas d'échange d'énergie entre le soliton et l'onde dispersive mais se manifeste par la redistribution de l'énergie de l'onde dispersive (par la suite, voir figure 3.11).

Il est possible d'observer la même interaction de XPM plusieurs fois (phénomène de cascades) en augmentant la distance de propagation. L'onde dispersive peut être remplacée par la co-propagation d'une onde signal sous forme d'impulsions de longueur d'onde appropriée, avec la pompe [Genty, 2005]. Cette dernière configuration permet le contrôle du phénomène de XPM selon les paramètres choisis.

De manière générale, toutes les études présentées ci-dessus pour l'extension du SC vers le bleu nécessitent des distances de propagations plus importantes (plusieurs dizaines de cm jusqu'à quelques m) ou des puissances plus élevées qu'habituellement. Afin d'éviter ces contraintes, on propose une configuration optimisant cette interaction de XPM entre le soliton

et l'onde dispersive. Ceci est réalisé par l'amplification du soliton pendant son auto-décalage Raman lors de la propagation. Cette technique consiste à propager une impulsion ultracourte (régime femtoseconde) dans une PCF fortement non-linéaire et dopée Ytterbium. Ce milieu à gain permet alors l'amplification du décalage Raman du soliton issu de la fission, ce dernier interagit plus tôt avec l'onde dispersive par intermodulation de phase, limitant la distance de propagation nécessaire à quelques cm.

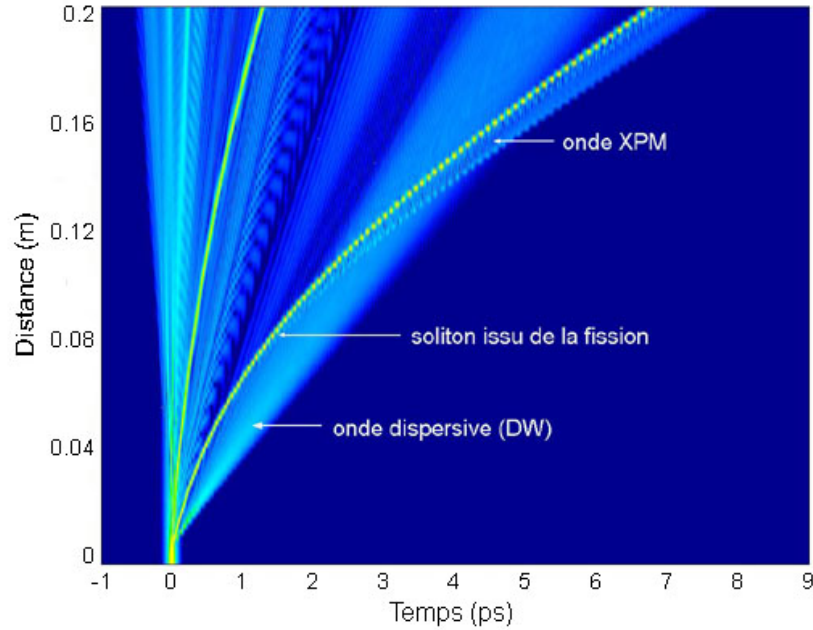


FIG. 3.9 – Illustration du phénomène de XPM entre le soliton et l'onde dispersive décrit dans le texte. Evolution temporelle d'une impulsion de 50 fs pour une propagation de 20 cm dans une PCF dopée Ytterbium (plus de détails sont donnés dans la suite de cette étude). L'intensité spectrale est représentée en échelle log afin d'observer facilement les ondes dispersive et XPM.

Pour l'étude numérique, le choix de paramètres classiques de génération de SC est nécessaire et se porte donc sur les expériences de la section (3.3). On fait appel aux caractéristiques de la PCF et du laser Ti:Saphire déjà utilisées (voir aussi chapitre II). Seule la notion de dopage par des ions Ytterbium du cœur de la PCF est intégrée de façon arbitraire, cependant une modélisation réaliste de ce milieu à gain est effectuée à partir d'études d'amplification par fibre dopée présentes dans la littérature [Chi, 1994 ; Paschotta, 1997]. Les caractéristiques du milieu à gain sont les suivantes: on choisit un pompage de ce milieu à 975 nm avec une puissance 300 mW continu permettant un gain maximum de 50 dB/m, la bande du gain étant donnée par un profil Lorentzien centré à la longueur d'onde de 1030 nm et limité par une largeur à mi-hauteur de 15 THz. On précise que l'étude numérique de génération de SC dans des PCF dopées n'a pas encore été l'objet de publication à ce jour.

L'emploi d'une longueur de propagation de seulement 25 cm suffit à démontrer l'efficacité de cette configuration. Enfin, les impulsions injectées sont de durée 60 fs (FWHM) et de longueur d'onde 850 nm avec une puissance crête de 8 kW (configuration possible avec le laser Ti:Saphire). En décalant la longueur d'onde des impulsions d'entrée de  $\lambda_{ZD}$  de la PCF, on peut alors selon la relation d'accord de phase de l'onde dispersive, générer celle-ci vers de plus courtes longueurs d'onde. De plus, il faut que le premier soliton issu de la fission soit quasiment dans la bande de gain du milieu pour être le plus rapidement amplifié afin d'améliorer le phénomène de XPM recherché. La figure (3.10) présente l'amélioration de l'élargissement spectral apportée par l'introduction du milieu à gain par l'intermédiaire du dopage Ytterbium. On met en évidence par l'apport du gain, la possibilité d'améliorer l'auto-décalage en fréquence

du soliton par effet Raman vers les grandes longueurs d'onde. En effet, en augmentant l'énergie du soliton lors de son passage dans la bande de gain, il doit dans le même temps subir un décalage spectral plus intense pour conserver sa propriété de soliton fondamental. De plus, contrairement à des études précédentes [Blow, 1988 ; Gouveia-Neto, 1989] démontrant la suppression de l'auto-décalage en fréquence du soliton dans des systèmes amplificateurs basés sur le gain Raman, on montre ici l'amélioration de cet auto-décalage par l'utilisation d'autres types d'amplification à bande spectrale limitée n'utilisant pas le gain Raman, en particulier dans le cadre d'une fibre dopée.

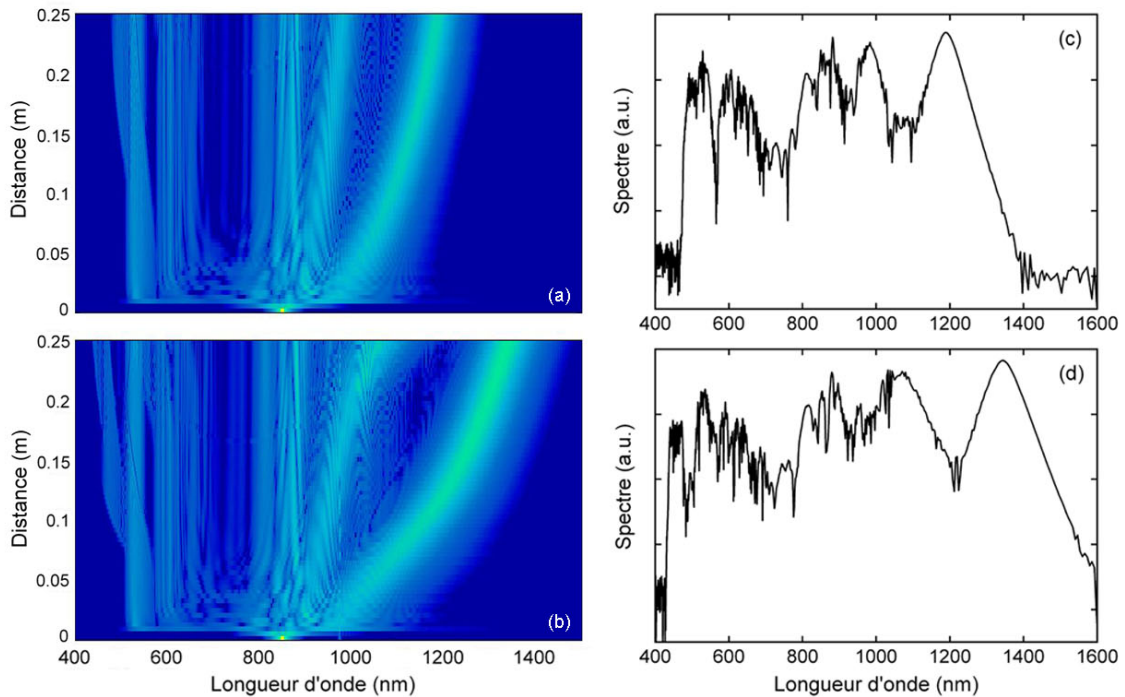


FIG. 3.10 – Comparaison des résultats numériques obtenus montrant l'évolution spectrale en fonction de la distance de propagation (a-b) et le spectre en sortie de fibre (c-d) en échelle log pour la même PCF dopée (b-d) ou non dopée (a-c).

D'après la figure (3.10), on observe finalement que l'amélioration du supercontinuum est effectuée sur les deux bords du spectre (en utilisant la PCF dopée), on obtient un élargissement supplémentaire de 65 THz vers le bleu et de 35 THz dans l'infrarouge. La largeur caractéristique à -20 dB du spectre généré avec la PCF dopée est de 490 THz, correspondant à 100 THz de plus qu'avec la PCF non-dopée. Plus de détails sur l'évolution du soliton, de l'onde dispersive et du processus d'intermodulation de phase au cours de la propagation sont donnés dans la figure (3.11). Leur longueur d'onde centrale et leur énergie relative (à l'énergie totale du spectre) y sont représentées, l'évolution de l'ordre du soliton fondamental ( $N=1$ ) issu de la fission n'est pas montrée, cependant il a été vérifié comme étant constant dans les deux cas de propagation.

Il est évident que cet exemple de conception d'amplification pour la génération améliorée de SC dans les PCF n'est pas optimisé complètement et de nombreuses études supplémentaires doivent être réalisées. Il montre pourtant des perspectives intéressantes concernant l'utilisation de milieu à gain dans le cœur des PCF pour l'extension de la génération de supercontinuum.



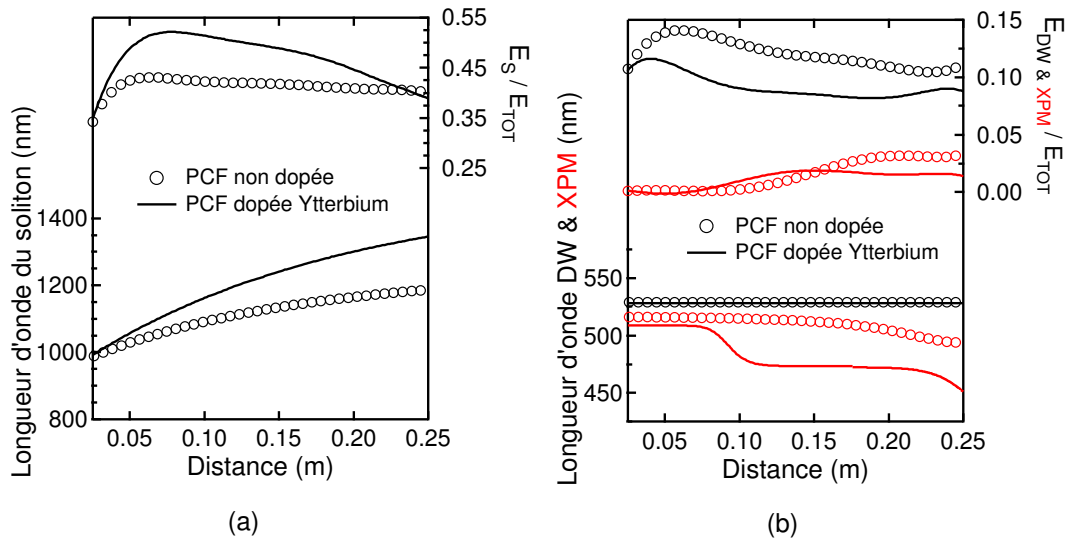


FIG. 3.11 – (a) Evolution de la longueur d’onde centrale et de l’énergie relative du soliton issu de la fission en fonction de la distance de propagation dans la PCF dopée ou non. (b) Evolution de la longueur d’onde centrale et de l’énergie relative des bandes spectrales dues à l’onde dispersive (DW) en trait noir et l’intermodulation de phase (XPM) en trait rouge, en fonction de la distance de propagation dans la PCF dopée ou non.

### 3.4.2 Conception d’effet tunnel spectral par fibre microstructurée

On montre maintenant pour la première fois, la possibilité de contrôler et d’étendre efficacement la génération de supercontinuum vers l’infrarouge en employant un effet non-linéaire peu rencontré dans la littérature. Cet effet non-linéaire est nommé : *effet tunnel spectral du soliton*. Ce phénomène est décrit comme le passage d’un soliton par effet tunnel dans le domaine spectral en régime femtoseconde à travers une inhomogénéité de la dispersion de vitesse de groupe (ce qui correspond à une région de dispersion normale) [Serkin, 1993]. Ce passage ne peut s’effectuer que d’une région de dispersion anormale vers une autre région de dispersion anormale du milieu dans lequel le soliton se propage. Une description analogue à l’effet tunnel en mécanique quantique peut s’effectuer (équivalence de l’équation de Schrödinger), où l’on fait correspondre la région spectrale de dispersion normale dans laquelle le soliton ne peut exister, à une barrière de potentiel. De plus, cet effet tunnel ne peut se réaliser que lorsque le soliton est soumis à son auto-décalage par effet Raman (en région de dispersion anormale) vers les grandes longueurs d’onde et donc vers la barrière de dispersion normale. Pour mettre en œuvre le phénomène non-linéaire présenté, il faut donc concevoir une fibre optique présentant une région de dispersion normale entourée de deux régions de dispersion anormale, ceci revient à une fibre avec trois longueurs d’onde de dispersion nulle. Cette conception est possible grâce à la multitude de propriétés modifiables des fibres microstructurées air/silice en choisissant un arrangement de trous d’air approprié.

Le contrôle de la dispersion chromatique dans les PCF a fait l’objet de nombreuses études depuis leur découverte, en particulier la volonté d’obtenir des propriétés de dispersion plate et la suppression du paramètre de dispersion d’ordre 3 aux longueurs d’onde des télécommunications [Ferrando, 2000 ; Wu, 2005]. Le contrôle de la pente de la dispersion est possible en utilisant une microstructure appropriée de la PCF, en particulier en augmentant le diamètre des trous d’air (sans modifier la période) en fonction de leur éloignement par rapport au centre de la fibre [Saitoh, 2003]. On remarque aussi que cette technique permet de mettre en évidence des courbes de dispersion avec trois longueurs d’onde de dispersion nulle. La conception numérique d’une microstructure de PCF basée sur cette technique a été réalisée, ses paramètres sont présentés dans la figure (3.12).

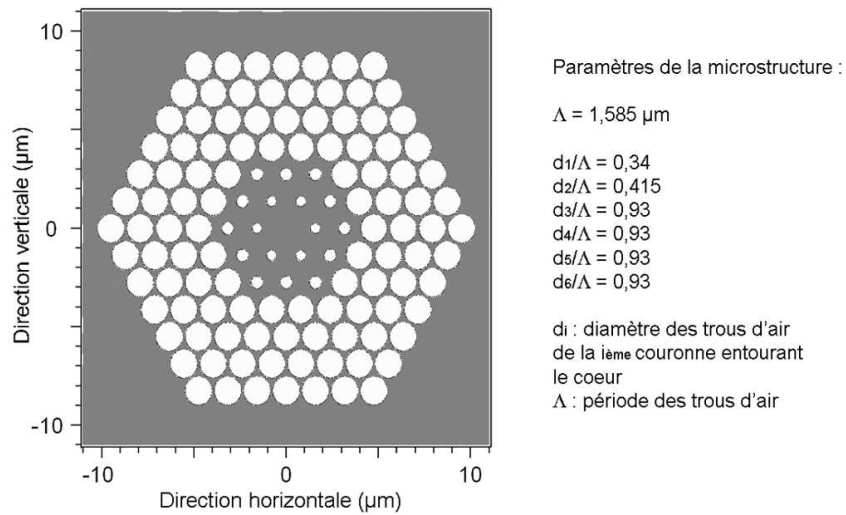


FIG. 3.12 – Illustration de la microstructure et paramètres de la PCF conçue pour présenter trois longueurs d'onde de dispersion nulle.

Cette étude est basée sur l'utilisation du logiciel BeamPROP pour la conception de la fibre et l'obtention de ses caractéristiques. Les paramètres de dispersion et d'aire effective nécessaires pour les simulations numériques de génération de SC, sont donnés par la figure (3.13). L'ajustement de la microstructure a comme principal objectif de rapprocher la première zone de dispersion anormale des longueurs d'onde d'impulsions de sources femtoseconde disponibles (800 ou 1064 nm par exemple) afin d'observer expérimentalement le cas échéant, l'effet tunnel spectral à l'aide d'analyseurs de spectre conventionnels. Cette contrainte n'a pu être satisfaite complètement, cependant pour de futures applications de la configuration présentée, il est tout à fait possible d'utiliser des sources commerciales délivrant des impulsions femtoseconde dans la gamme 1200-1300 nm. Ces sources sont généralement des lasers de type Cr:Forsterite pouvant fournir des impulsions de durée 20 à 100 fs (FWHM) dans la gamme 1150-1300 nm avec des puissances crêtes de plusieurs dizaines de kW [Thomann, 2003 ; société Del Mar Photonics].

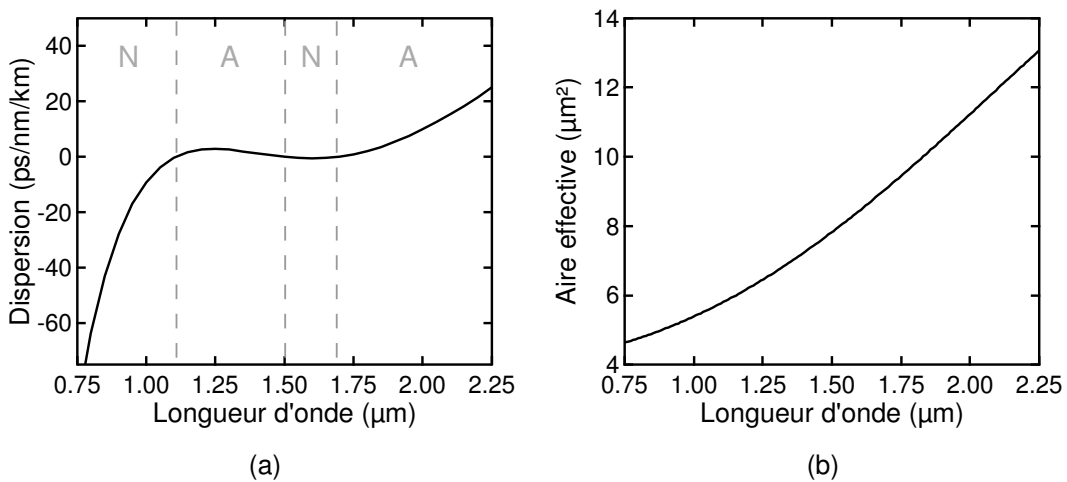


FIG. 3.13 – (a) Dispersion en fonction de la longueur d'onde de la PCF conçue avec 3 zéros de dispersion dont les longueurs d'ondes correspondantes sont 1108, 1502 et 1694 nm, les lettres A et N font référence aux régimes de dispersion anormale et normale. (b) Aire effective du mode fondamental de la PCF à 3 zéros de dispersion en fonction de la longueur d'onde.

On montre ci-dessous un exemple d'effet tunnel spectral d'un soliton obtenu avec des impulsions de durée 50 fs (FWHM) et de puissance crête 155 W injectées à 1300 nm dans la PCF à 3 zéros de dispersion décrite précédemment (voir figure 3.14.a). Ce choix d'une puissance très faible des impulsions est fait dans le but d'injecter un soliton d'ordre  $N = 1$  pour simplifier l'évolution spectrale lors de la propagation. De plus, des impulsions de 50 fs à 1300 nm permettent d'observer l'auto-décalage en fréquence du soliton dans la première région spectrale de dispersion anormale avant qu'il ne subisse l'effet tunnel spectral. Ensuite, on observe clairement une zone intermédiaire vers 40 m de propagation où le soliton traverse la région de dispersion normale pour réapparaître dans la région de dispersion anormale. En fin de propagation, ce soliton donne lieu à la génération d'une onde dispersive dans la barrière de dispersion normale. De plus, on remarque qu'il ne subit quasiment pas l'effet d'auto-décalage en fréquence par effet Raman dans la deuxième région de dispersion anormale.

Pour valider ce phénomène d'effet tunnel spectral du soliton, on reprend le modèle analytique simple de barrière de dispersion normale utilisé par Serkin *et al.* (équation 3.5) et on applique des paramètres permettant de reproduire la barrière de dispersion normale présentée par la PCF à trois zéros de dispersion, comme ci-dessous :

$$\beta_2 = |\beta_2|_{cste} \left( -1 + B e^{-(\omega - \omega_B)^2 / (\Delta\omega_B)^2} \right) \quad (3.5)$$

avec  $|\beta_2|_{cste}$  reprend la valeur de la dispersion de la PCF à 1300 nm,  $B$  le coefficient ajustant la valeur maximale de la barrière de dispersion,  $\omega_B$  la pulsation du pic de la barrière et le paramètre  $\Delta\omega_B$  est relié à la demi-largeur de la barrière de dispersion.

Les résultats de l'évolution spectrale obtenue avec ce modèle analytique sont montrés à la figure (3.14.a). On observe un très bon accord de la dynamique d'évolution avec celle obtenue dans la PCF. Seule une différence est relevée au niveau de la distance correspondante au saut spectral du soliton. On attribue cette différence à la dispersion constante  $|\beta_2^0|$  utilisée dans le modèle analytique en dehors de la barrière de dispersion, menant donc à un auto-décalage en fréquence du soliton légèrement différent dans les deux régions de dispersion anormale.

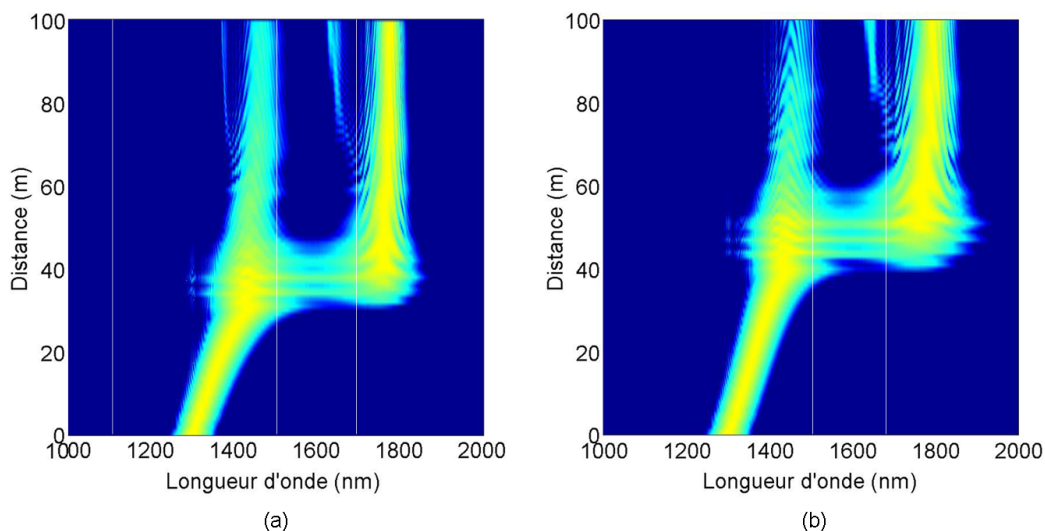


FIG. 3.14 – Simulation numérique de l'évolution spectrale en échelle logarithmique, montrant le processus d'effet tunnel spectral d'un soliton d'ordre  $N = 1$  injecté à  $\lambda_0 = 1300\text{nm}$ , (a) dans la PCF à 3 zéros de dispersion décrite précédemment, et (b) en utilisant le modèle analytique simple pour une barrière de dispersion équivalente. Les traits blancs indiquent les longueurs d'onde de dispersion nulle.

Cette comparaison confirme donc la possibilité d'observer le phénomène d'effet tunnel

spectral d'un soliton dans une fibre microstructurée présentant trois longueurs d'onde de dispersion nulle. On montre également un décalage du soliton amélioré vers les grandes longueurs d'onde avec de faibles puissances par l'intermédiaire de ce saut spectral d'environ 350 nm ( $> 40\text{THz}$ ).

Des simulations supplémentaires montrent que l'effet tunnel spectral s'obtient, de manière générale, grâce au recouvrement spectral de la région interdite de dispersion normale par le spectre du soliton, dont quelques composantes se retrouvent notamment dans la seconde région de dispersion anormale. On a pu aussi vérifier que l'auto-décalage en fréquence par effet Raman du soliton est nécessaire à l'effet tunnel spectral. Enfin, on montre que la largeur totale du SC généré est déterminée précisément par la position de la seconde onde dispersive et du soliton ayant subi l'effet tunnel spectral. Cet exemple emploie de faibles puissances de pompe contrairement à ce qui peut être disponible expérimentalement, ceci pour faciliter la compréhension du phénomène à mettre en évidence. Or, l'utilisation de puissances crêtes plus élevées permet d'améliorer la distribution de l'intensité sur toutes les composantes spectrales du SC, et de diminuer les distances de propagation. En effet, on montre à la figure (3.15) une application de ce type de PCF à la génération de supercontinuum. On reprend les mêmes paramètres que précédemment et on augmente la puissance crête des impulsions pour injecter des solitons d'ordre supérieur ( $N=3$  pour  $P_0=1,4$  kW). On observe la possibilité d'obtenir des spectres présentant des distributions d'intensité plates sur la gamme spectrale 1300-1800 nm en choisissant une distance de propagation appropriée, qui correspond à la distance pour laquelle le soliton effectue son saut spectral à travers la région de dispersion normale.

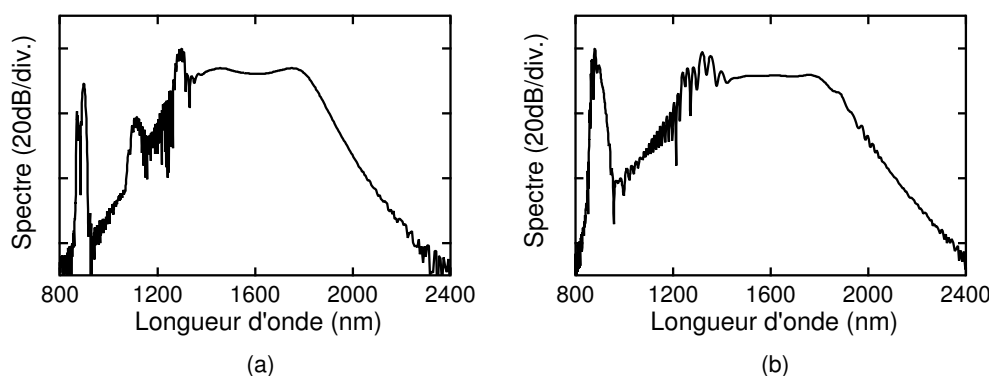


FIG. 3.15 – (a) Spectre obtenu par simulation numérique en sortie de 3 m de PCF à 3 zéros de dispersion en injectant un soliton d'ordre  $N=2$  (50 fs à 1300 nm). (b) Spectre obtenu par simulation numérique en sortie de 0,76 m de PCF à 3 zéros de dispersion en injectant un soliton d'ordre  $N=3$  (50 fs à 1300 nm). Les spectres (a) et (b) montrent en particulier des distributions d'intensité plates sur la gamme spectrale 1300-1800 nm.

De manière générale, ce phénomène non-linéaire d'effet tunnel menant à un saut spectral du soliton vers de plus grandes longueurs d'onde, permet d'obtenir un élargissement radical du spectre avec de faibles puissances. Cette étude préliminaire permet de mettre en évidence de nombreuses perspectives dans la génération de SC dans les PCF. Enfin, de nombreuses études supplémentaires doivent être réalisées afin de contrôler ce processus de transfert en fréquence du soliton.

### 3.5 Conclusion

Ce chapitre a tout d'abord démontré que la dépendance en fréquence de l'aire effective dans une fibre microstructurée peut contribuer, de manière significative, à la dispersion de la non-linéarité rencontrée lors de la propagation d'impulsions ultracourtes. De plus, on a montré

comment sa prise en compte peut être réalisée de manière simple dans les modélisations numériques existantes, en modifiant le terme caractéristique de choc optique. L'influence précise de cette correction sur la génération de supercontinuum dépend fortement de la longueur d'onde des impulsions pompe. Dans le cas général des SC générés en proche infrarouge, la correction se trouve être faible comparée à la largeur totale des spectres obtenus. Par contre, cette correction devient de plus en plus significative lorsqu'on fait appel à des longueurs d'onde pompe plus loin dans l'infrarouge. Elle ne peut plus être négligée, menant alors à une surestimation de l'auto-décalage en fréquence du soliton par effet Raman, et donc de l'élargissement du spectre du côté des grandes longueurs d'onde [Kibler, 2005]. Ces conséquences ont été depuis confirmées par d'autres études [Hainberger, 2005 ; Serebryannikov, 2006] et peuvent être généralisées à l'utilisation de toute fibre optique présentant une variation significative de l'aire effective en fonction de la longueur d'onde menant à des élargissements spectraux importants. On peut citer la plupart des fibres conventionnelles en silice (SMF28, DSF, HNLF) mais également les fibres effilées (Tapered fibers) qui présentent des cœurs de faibles dimensions [Foster, 2005].

Concernant les perspectives de la génération de supercontinuum dans les PCF, deux nouvelles configurations ont été présentées afin d'améliorer la génération de SC en régime femtoseconde devenue conventionnelle depuis sa découverte. On entend ici par le terme amélioration, le contrôle et l'obtention de SC toujours plus large, ainsi que l'utilisation de longueurs de PCF plus courtes ou de puissance des impulsions d'entrée plus faible. Une première étude numérique de ces configurations a été présentée dans ce chapitre afin de montrer leurs capacités et perspectives pour des études plus détaillées. La première configuration fait appel à la conception d'amplification dans les PCF, ici par exemple avec un dopage Ytterbium du cœur de la PCF. On a démontré la possibilité d'élargir le SC des deux cotés du spectre vers l'infrarouge mais aussi vers le visible (un gain de 100 THz sur la largeur totale dont 65 THz dans le bleu), avec de faibles longueurs de PCF. L'amplification du décalage en fréquence du soliton pendant sa propagation permet de compenser d'une certaine manière la dispersion de la non-linéarité décrite précédemment. Enfin, la deuxième configuration utilise le phénomène non-linéaire d'effet tunnel spectral du soliton, qui donne la possibilité d'effectuer un processus de saut en fréquence du soliton vers les grandes longueurs d'onde. Ceci fait appel à la conception de PCF présentant trois longueurs d'onde de dispersion nulle et ne nécessite que de faibles puissances pour l'observer. La mise en évidence numérique du saut spectral du soliton sur plus de 40 THz (1420-1770 nm) a été réalisée.

## 3.6 Références

**Agrawal G. P.**, *Nonlinear Fiber Optics*, 3rd ed. (Academic Press, San Diego, 2001).

**Akhmediev N.** and M. Karlsson, "Cherenkov radiation emitted by solitons in optical fibers", *Physical Review A* **51**, 2602-2607 (1995).

**Alfano R. R.** and S. L. Shapiro, "Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass", *Physical Review Letters* **24**, 584-587 (1970); "Observation of selfphase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses", *Physical Review Letters* **24**, 592-594 (1970).

**Blow K. J.**, N. J. Doran and D. Wood, "Suppression of the soliton self-frequency shift by bandwidth-limited amplification", *Journal of the Optical Society of America B* **5**, 1301-1304 (1988).

**Blow K. J.** and D. Wood, "Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers", *IEEE Journal of Quantum Electronics* **25**, 2665-2673 (1989).

**Champert P-A.**, V. Couderc, P. Leproux, S. Février, V. Tombelaine, L. Labonté, P. Roy, C. Froehly and P. Nérin, "White-light supercontinuum generation in normally dispersive optical fiber using original multi-wavelength pumping system", *Optics Express* **12**, 4366-4371 (2004).

**Chi S.**, C. W. Chang and S. Wen, "Femtosecond soliton propagation in erbium-doped fiber amplifiers: the equivalence of two different models", *Optics Communications* **106**, 193-196 (1994).

**Corwin K. L.**, N. R. Newbury, J. M. Dudley, S. Coen, S. A. Diddams, K. Weber and R. S. Windeler, "Fundamental Noise Limitations to Supercontinuum Generation in Microstructure Fiber", *Physical Review Letters* **90**, 113904 1-4 (2003).

**Dudley J. M.**, L. Provino, N. Grossard, H. Maillotte, R. S. Windeler, B. J. Eggleton and S. Coen, "Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping", *Journal of the Optical Society of America B* **19**, 765-771 (2002).

**Dudley J. M.**, G. Genty and S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber", *Reviews of Modern Physics* **78**, 1135-1184 (2006).

**Fang X.**, N. Karasawa, R. Morita, R. S. Windeler and M. Yamashita, "Nonlinear propagation of a-few-optical-cycle pulses in a photonic crystal fiber- experimental and theoretical studies beyond the slowly varying-envelope approximation", *IEEE Photonics Technology Letters* **15**, 233-235 (2003).

**Ferrando A.**, E. Silvestre, J. J. Miret and P. Andrés, "Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers", *Optics Letters* **25**, 790-792 (2000).

**Foster M. A.**, J. M. Dudley, B. Kibler, Q. Cao, D. Lee, R. Trebino and A. L. Gaeta, "Nonlinear pulse propagation and supercontinuum generation in photonic nanowires: experiment and simulation", *Applied Physics B* **81**, 363-367 (2005).

**François P. L.**, "Nonlinear propagation of ultrashort pulses in optical fibers: total field formulation in the frequency domain", *Journal of the Optical Society of America B* **8**, 276-293

(1991).

**Genty G.**, M. Lehtonen, H. Ludvigsen, J. Broeng and M. Kaivola, "Spectral broadening of femtosecond pulses into continuum radiation in microstructured fibers", *Optics Express* **10**, 1083-1098 (2002).

**Genty G.**, M. Lehtonen, H. Ludvigsen and M. Kaivola, "Enhanced bandwidth of supercontinuum generated in microstructured fibers", *Optics Express* **12**, 3471-3480 (2004).

**Genty G.** (2), M. Lehtonen and H. Ludvigsen, "Effect of cross-phase modulation on supercontinuum generated in microstructured fibers with sub-30 fs pulses", *Optics Express* **12**, 4614-4624 (2004).

**Genty G.**, M. Lehtonen and H. Ludvigsen, "Route to broadband blue-light generation in microstructured fibers", *Optics Letters* **30**, 756-758 (2005).

**Gordon J. P.**, "Theory of the soliton self-frequency shift", *Optics Letters* **11**, 662-664 (1986).

**Gouveia-Neto A. S.**, A. S. L. Gomes and J. R. Taylor, "Suppression and manipulation of the soliton self-frequency shift", *Optics Letters* **14**, 514-516 (1989).

**Hainberger R.** and S. Watanabe, "Impact of the wavelength dependence of the mode field on the nonlinearity coefficient of PCFs", *IEEE Photonics Technology Letters* **17**, 70-72 (2005).

**Hilligsøe K. M.**, H. N. Paulsen, J. Thøgersen, S. R. Keiding and J. J. Larsen, "Initial steps of supercontinuum generation in photonic crystal fibers", *Journal of the Optical Society of America B* **20**, 1887-1893 (2003).

**Hilligsøe K. M.**, T. V. Andersen, H. N. Paulsen, C. K. Nielsen, K. Mølmer, S. R. Keiding, R. Kristiansen, K. P. Hansen and J. J. Larsen, "Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero dispersion wavelengths", *Optics Express* **12**, 1045-1054 (2004).

**Husakou A. V.** and J. Herrmann, "Supercontinuum generation, four-wave mixing, and fission of higher-order solitons in photonic-crystal fibers", *Journal of the Optical Society of America B* **19**, 2171-2182 (2002).

**Iliw R.** and F. Lederer, "The role of dispersion of nonlinearity in supercontinuum generation with photonic crystal fibers", *Nonlinear Guided Waves and their Applications (NLGW)*, Paper NLtuD23 (2002).

**Kibler B.**, J. M. Dudley and S. Coen, "Supercontinuum generation and nonlinear pulse propagation in photonic crystal fiber: influence of the frequency-dependent effective mode area", *Applied Physics B* **81**, 337-342 (2005).

**Knight J. C.**, J. Arriaga, T. A. Birks, A. Ortigosa-Blanch, W. J. Wadsworth and P. St. J. Russell, "Anomalous dispersion in photonic crystal fiber", *IEEE Photonics Technology Letters* **12**, 807-809 (2000).

**Kodama Y.** and A. Hasegawa, "Nonlinear pulse propagation in a monomode dielectric guide", *IEEE Journal of Quantum Electronics* **23**, 510-524 (1987).

- Kudlinski A.**, A. K. George, J. C. Knight, J. C. Travers, A. B. Rulkov, S. V. Popov and J. R. Taylor, "Zero-dispersion wavelength decreasing photonic crystal fibers for ultraviolet-extended supercontinuum generation", *Optics Express* **14**, 5715-5722 (2006).
- Kumar V. V. R. K.**, A. K. George, W. H. Reeves, J. C. Knight, P. St. J. Russell, F. G. Omenetto and A. J. Taylor, "Extruded soft glass photonic crystal fiber for ultrabroad supercontinuum generation", *Optics Express* **10**, 1520-1525 (2002).
- Mamyshev P. V.** and S. V. Chernikov, "Ultrashort-pulse propagation in optical fibers", *Optics Letters* **15**, 1076-1078 (1990).
- Mitschke F. M.** and L. F. Mollenauer "Discovery of the soliton self-frequency shift", *Optics Letters* **11**, 659-661 (1986).
- Omenetto F. G.**, N. A. Wolchover, M. R. Wehner, M. Ross, A. Efimov, A. J. Taylor, V. V. R. K. Kumar, A. K. George, J. C. Knight, N. Y. Joly and P. St. J. Russell, "Spectrally smooth supercontinuum from 350 nm to 3  $\mu\text{m}$  in sub-centimeter lengths of soft-glass photonic crystal fibers", *Optics Express* **14**, 4928-4934 (2006).
- Paschotta R.**, J. Nilsson, A. C. Tropper and D. C. Hanna, "Ytterbium-doped fiber amplifiers", *IEEE Journal of Quantum Electronics* **33**, 1049-1056 (1997).
- Price J.**, W. Belardi, T. M. Munro, A. Malinowski, A. Piper and D. J. Richardson, "Soliton transmission and supercontinuum generation in holey fiber, using a diode pumped Ytterbium fiber source", *Optics Express* **10**, 382-387 (2002).
- Ranka J. K.**, R. S. Windeler and A. J. Stentz, "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm", *Optics Letters* **25**, 25-27 (2000).
- Reeves W. H.**, D. V. Skryabin, F. Biancalana, J. C. Knight, P. St. J. Russell, F. G. Omenetto, A. Efimov and A. J. Taylor, "Transformation and control of ultra-short pulses in dispersion-engineered photonic crystal fibres", *Nature* **424**, 511-515 (2003).
- Saitoh K.**, M. Koshiba, T. Hasegawa and E. Sasaoka, "Chromatic dispersion control in photonic crystal fibers: application to ultra-flattened dispersion", *Optics Express* **11**, 843-852 (2003).
- Serebryannikov E. E.** and A. M. Zheltikov, "Soliton self-frequency shift with diffraction-suppressed wavelength variance and timing jitter", *Journal of the Optical Society of America B* **23**, 1882-1887 (2006).
- Serkin V. N.**, V. A. Vysloukh and J. R. Taylor, "Soliton spectral tunnelling effect", *Electronics Letters* **29**, 12-13 (1993).
- Sharping J. E.**, M. Fiorentino, A. Coker, P. Kumar and R. S. Windeler, "Four-wave mixing in microstructure fiber", *Optics Letters* **26**, 1048-1050 (2001).
- Skryabin D. V.**, F. Luan, J. C. Knight and P. St. J. Russell, "Soliton self-frequency shift cancellation in photonic crystal fibers", *Science* **301**, 1705-1708 (2003).



**Special Issue on Supercontinuum Generation**, Applied Physics B **77** (2003).

**Thomann I.**, A. Bartels, K. L. Corwin, N. R. Newbury, L. Hollberg, S. A. Diddams, J. W. Nicholson and M. F. Yan, "420-MHz Cr:forsterite femtosecond ring laser and continuum generation in the 1-2  $\mu\text{m}$  range", Optics Letters **28**, 1368-1370 (2003).

**Travers J. C.**, S. V. Popov and J. R. Taylor, "Extended blue supercontinuum generation in cascaded holey fibers", Optics Letters **30**, 3132-3134 (2005).

**Washburn B. R.**, S. E. Ralph, P. A. Lacourt, J. M. Dudley, W. T. Rhodes, R. S. Windeler and S. Coen, "Tunable near-infrared femtosecond soliton generation in photonic crystal fibres", Electronics Letters **37**, 1510-1512 (2001).

**Washburn B. R.**, S. E. Ralph and R. S. Windeler, "Ultrashort pulse propagation in air-silica microstructure fiber", Optics Express **10**, 575-580 (2002).

**Wu T-L.** and C-H. Chao, "A novel ultraflattened dispersion photonic crystal fiber", IEEE Photonics Technology Letters **17**, 67-69 (2005).

APPLICATIONS DES FIBRES FORTEMENT  
NON-LINÉAIRES À LA MISE EN FORME  
ET LA COMPRESSION D'IMPULSIONS  
ULTRACOURTES À 1550 NM

---



Les fibres fortement non-linéaires (HNLF) sont des composants clés pour les applications de dispositifs tout-optiques de traitement des signaux, les sources lumineuses à large bande, et les compresseurs d'impulsions, qui sont essentiels aux systèmes de transmission ultrarapides [Okuno, 1999; Okuno, 2006]. Afin de produire une non-linéarité dans une fibre avec un rendement élevé, il est nécessaire d'avoir un fort coefficient non-linéaire  $\gamma$  et de faibles pertes de transmission. Actuellement, pour des applications dans la bande de longueurs d'onde des télécommunications autour de 1550 nm, les fibres conventionnelles à forte non-linéarité en silice dopée (HNLF) restent les plus attractives. Bien que d'autres générations de fibres optiques non-linéaires existent telles que les fibres microstructurées air/silice et d'autres fibres basées sur des matériaux à non-linéarité plus importante, le meilleur compromis de la non-linéarité, des pertes et des caractéristiques de dispersion (dispersion nulle, décalée, plate : voir chapitre I) est donné par les HNLF conventionnelles. De plus, ces dernières sont faciles à intégrer ou raccorder à des systèmes entièrement fibrés existants (utilisant des fibres monomodes classiques SMF ou DSF) par des techniques de soudure classiques avec des pertes de l'ordre de 0,1 dB (voir chapitre II).

Dans ce chapitre, deux applications faisant appel à l'emploi de fibres fortement non-linéaires conventionnelles sont présentées. La première est la génération passive d'impulsions paraboliques. Cette mise en forme d'impulsions ultracourtes est réalisée à l'aide d'une gestion de dispersion, en particulier par la conception de fibres hybrides constituées de plusieurs segments de HNLF commercialement disponibles. Cette étude est également la première observation expérimentale de génération passive (sans amplificateur) d'impulsions paraboliques. La deuxième application est la compression d'impulsions ultracourtes par effet soliton. L'obtention d'impulsions d'environ 4 cycles optiques est démontrée à l'aide d'une HNLF avec des caractéristiques appropriées. Ce dispositif expérimental constitue actuellement l'une des sources d'impulsions les plus courtes obtenues avec un système entièrement fibré à la longueur d'onde de 1550 nm.

De manière générale, les dispositifs expérimentaux mis en œuvre ici pour la réalisation de ces deux applications font appel à des longueurs totales de fibres optiques de l'ordre du mètre. Ceci montre clairement les perspectives possibles de l'emploi de HNLF, permettant la réalisation de modules tout-optiques très compacts pour de multiples fonctions de traitement des signaux. Enfin, bien que ces applications soient démontrées ici à des taux de répétition disponibles de l'ordre de quelques dizaines de MHz, il est envisageable de les transposer sur des systèmes fonctionnant à plusieurs GHz.

## 4.1 Génération passive d'impulsions paraboliques à 1550 nm

Une impulsion de forte puissance se propageant dans un milieu en régime de dispersion normale, acquiert une forme quasi-rectangulaire. Comme l'impulsion s'élargit temporellement au cours de sa propagation, elle développe alors un chirp positif quasi-linéaire. Cependant, au cours de son évolution dans la fibre optique, cette impulsion subit un phénomène de *wave breaking* qui résulte de l'interaction entre les effets non-linéaires et la dispersion, ceci donne lieu à la génération de nouvelles fréquences [Tomlinson, 1985]. Ce phénomène se caractérise par l'apparition de lobes latéraux de chaque côté du spectre ainsi que par la présence d'oscillations sur les flancs de son profil temporel. Afin d'éviter ce phénomène, la solution consiste à trouver une classe d'impulsions dont le chirp est strictement linéaire, ce qui présuppose que celles-ci évoluent de manière auto-similaire. Les recherches effectuées par D. Anderson *et al.* en 1993 ont montré que le profil asymptotique parabolique permettait de vérifier les conditions nécessaires à la suppression de cet effet de *wave breaking*. Ce profil parabolique est une solution asymptotique à l'équation non-linéaire de Schrödinger avec gain qui a la propriété d'être maintenu par l'impulsion dans toute fibre à dispersion normale active ou passive [Kruglov, 2002], tant que celle-ci ne subit pas de limitation dans son évolution. Cette dernière

s'effectuant de manière auto-similaire, on désigne également cette classe d'impulsions par le nom de *similariton* optique. Leur chirp présentant la particularité d'être strictement linéaire de pente positive, celles-ci peuvent être comprimées de manière efficace par compensation de leur phase spectrale, et générer des impulsions ultracourtes de fortes puissances.

L'utilisation de ces propriétés remarquables offre aujourd'hui une alternative à l'utilisation de lasers solides pour la génération d'impulsions femtosecondes. Il a fallu attendre 1996 avec les études numériques de K. Tamura *et al.* sur l'amplification d'impulsions dans des fibres en régime de dispersion normale, pour envisager une technique permettant de les obtenir. Cette étude a été le point de départ des recherches théoriques sur la génération de similaritons dans les milieux à gain. La théorie des impulsions paraboliques repose sur l'équation non-linéaire de Schrödinger à gain constant [Fermann, 2000] :

$$\frac{\partial E(z,t)}{\partial t} = -i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial t^2} + i\gamma|E(z,t)|^2E(z,t) + \frac{g_0}{2}E(z,t) \quad (4.1)$$

avec  $g_0$  le terme de gain constant, et en considérant que l'onde peut être décrite sous la forme d'une enveloppe  $A(z,t)$  et d'une phase  $\phi(z,t)$  telle que :  $E(z,t) = A(z,t)e^{i\phi(z,t)}$ .

Pour une impulsion parabolique, l'amplitude du champ est de la forme  $A(z,t) = A_0(z)f(\rho)$  où  $f(\rho)$  est une fonction décrivant le profil invariant de l'impulsion,  $A_0(z)$  étant l'évolution de l'amplitude crête de l'enveloppe et  $\rho = t/a(z)$  le facteur d'autosimilarité du profil. De plus, on considère que la phase prend la forme  $\phi(z,t) = \phi_0(z) + (t/a(z))^2R(z)$ , et la deuxième équation permet de montrer que le facteur  $A_0^2a(z)$  est constant.

De nombreuses études employant les technologies d'amplification Raman, Erbium et Ytterbium ont déjà démontré de multiples propriétés remarquables des amplificateurs à similaritons [Fermann, 2000 ; Finot, 2004 ; Billet, 2005]. Tout d'abord, l'acquisition de ce profil parabolique par une impulsion ne dépend ni de la structure de son enveloppe, ni de sa phase, mais uniquement de son énergie initiale [Finot, 2004]. De plus, le chirp du similariton est indépendant des caractéristiques initiales de l'impulsion, celui-ci dépendant uniquement des paramètres de dispersion et de gain de l'amplificateur. Ces caractéristiques de restructuration des enveloppes temporelle et spectrale ainsi que de la phase de l'impulsion, rendent les similaritons aptes à la synthèse et à la régénération de signaux optiques [Finot (2), 2004 ; Finot, 2005], ainsi qu'à une utilisation dans le domaine des télécommunications [Ozeki, 2002 ; Ozeki, 2004]. Cependant, il faut noter que la largeur temporelle de l'enveloppe ainsi que le chirp de l'impulsion introduite dans l'amplificateur influent sur la dynamique d'évolution de celle-ci vers son régime asymptotique [Fermann, 2000]. Etant donné que la dispersion et la non-linéarité sont définies par les caractéristiques structurelles de la fibre optique utilisée pour l'amplification, les seules variables d'ajustement, pour que l'impulsion entre dans le régime asymptotique parabolique, sont donc son énergie et le gain linéique du milieu de propagation. Enfin, le spectre des similaritons présente aussi une structure asymptotique parabolique qui s'élargit de manière exponentielle durant la propagation, impliquant de ce fait une limite physique à ce régime par la bande spectrale d'amplification du milieu à gain [Soh, 2006].

Les impulsions paraboliques sont générées à partir de la combinaison de l'effet dispersif (dispersion normale) et de l'effet d'automodulation de phase (non-linéarité) dans un milieu amplificateur. Il semble cependant impossible de générer ces profils dans un milieu passif, c'est à dire que l'impulsion puisse modifier, par sa simple propagation dans une fibre, sa distribution énergétique pour acquérir un profil asymptotique parabolique et un chirp strictement linéaire. Or, la solution théorique à ce problème a été proposée par T. Hirooka *et al.* en 2004 avec l'utilisation d'une fibre à dispersion de vitesse de groupe normale décroissante (ND-DDF). Cette théorie est basée sur l'équation non-linéaire de Schrödinger sans gain mais à dispersion variable (avec un profil  $D(z)$ ) :

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial t} = -i\frac{\beta_2}{2}D(z)\frac{\partial^2 A(z,t)}{\partial t^2} + i\gamma|A(z,t)|^2A(z,t) \quad (4.2)$$

En introduisant dans cette équation un nouveau système de variables  $\xi = \int_0^z D(z')dz'$  et en renormalisant l'onde sous la forme  $U(\xi, t) = A(\xi, t)/\sqrt{D(\xi)}$ , l'équation (4.2) devient :

$$\frac{\partial U(\xi, t)}{\partial \xi} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U(\xi, t)}{\partial \xi^2} + i\gamma |U(\xi, t)|^2 U(\xi, t) + \frac{\Gamma(\xi)}{2} U(\xi, t) \quad (4.3)$$

avec

$$\Gamma(\xi) = -\frac{1}{D} \frac{dD}{d\xi} = -\frac{1}{D^2} \frac{dD}{dz}$$

Il apparaît alors, que le terme  $\Gamma(\xi)$  de l'équation (4.3) peut être vu comme un terme de gain "virtuel". Dans le cas d'une fonction d'évolution de la dispersion de la vitesse de groupe de forme hyperbolique :

$$D(z) = \frac{1}{1 + \Gamma_0 z} \quad (4.4)$$

le paramètre  $\Gamma$  devient constant et prend la valeur  $\Gamma_0 = g_0$ . Cette condition permet alors à l'équation (4.3) de devenir similaire à celle ayant servi à l'élaboration de la théorie généralisée des similaritons (équation (4.1)). La solution asymptotique avec un chirp linéaire générée dans la fibre ND-DDF est de la forme pour  $|t| \leq T_p(z)$  [Hirooka, 2004] :

$$A(z, t) = \sqrt{P(z)} \sqrt{1 - \frac{t^2}{T_p^2(z)}} e^{i\phi(z, t)} \quad (4.5)$$

avec  $P$  la puissance crête et  $T_p$  la largeur caractéristique à  $A = 0$ .

La dispersion (paramètre  $\beta_2$ ) à l'entrée de cette fibre, sa courbure de décroissance  $\Gamma_0$  au cours de la propagation et le coefficient de non-linéarité  $\gamma$  déterminent, avec l'énergie de l'impulsion d'entrée, les caractéristiques de largeur temporelle et de puissance crête du similariton à sa sortie. Comme dans le cas des dispositifs actifs, l'acquisition du régime asymptotique dans une telle fibre ne dépend ni de la structure de l'enveloppe, ni du chirp de l'impulsion initiale.

Cette nouvelle configuration pour la génération de similaritons de manière passive n'a cependant pas encore fait l'objet de confirmation expérimentale. Le besoin d'utiliser une fibre à dispersion décroissante continue avec un profil hyperbolique spécialement conçu pour des impulsions initiales particulières est potentiellement très coûteux (mise en œuvre difficile, peu disponible commercialement), et donc réduit clairement l'attraction des avantages de la propagation passive. On montre ici comment ce problème peut être résolu par l'utilisation d'une fibre hybride avec un profil de dispersion discontinu (en peigne ou en escalier). Cette gestion de dispersion fait appel à l'utilisation de fibres fortement non-linéaires disponibles commercialement, et permet d'obtenir l'équivalence au profil de dispersion décroissante de façon hyperbolique et continue.

#### 4.1.1 Gestion de dispersion et conception des fibres hybrides

La conception de fibres optiques hybrides basées sur l'alternance de plusieurs segments de fibres conventionnelles et commercialement disponibles est une technique largement utilisée pour des applications de génération de trains d'impulsions [Chernikov, 1994 ; Ozeki, 2005] ou de compression [Oguri, 2005 ; Méchin, 2006]. Selon l'application et la fonction voulues, il est nécessaire d'effectuer une gestion de la dispersion et/ou de la non-linéarité, c'est-à-dire de déterminer de manière appropriée les longueurs et le nombre des différents segments de fibres à partir de leurs caractéristiques. Concernant la génération d'impulsions paraboliques de manière passive, seule la gestion de dispersion est à réaliser dans le but d'obtenir un profil équivalent de dispersion normale décroissante. Il faut noter que les fibres commerciales choisies (voir section 2.1.2) doivent présenter des coefficients non-linéaires élevés et des structures assez proches afin de réduire les longueurs nécessaires et faciliter leur liaison par soudure.

Deux exemples de fibres hybrides sont présentés par la suite, la première alterne des segments de deux fibres à forte non-linéarité (HNL-NDFF 1 et 3) avec un paramètre de dispersion normale différent donnant lieu à un profil de dispersion en forme de peigne. La deuxième est une succession de trois segments de trois HNL (HNL-NDFF 1,2 et 3) avec un paramètre de dispersion normale différent, ceci correspondant à un profil en escalier. Afin d'éviter les inconvénients possibles des effets des ordres supérieurs de dispersion, le choix se porte vers des HNL présentant une très faible pente de dispersion (HNL-DFD), on rappelle quelques unes de leurs caractéristiques (voir section 2.1.2) dans le tableau suivant :

	HNL-NDFF 1	HNL-NDFF 2	HNL-NDFF 3
$D$ (ps/nm/km)	-2,46	-1,38	-0,774
$D_S$ (ps/nm <sup>2</sup> /km)	0,0019	0,0048	0,0035
$\gamma$ (W <sup>-1</sup> .km <sup>-1</sup> )	7,9	8,4	6,2

Les expériences réalisées utilisent une source d'impulsions de type sécante hyperbolique à 1550 nm de durée 190 fs (FWHM), de largeur spectrale 22 nm et de puissance crête injectée d'environ 700 W (voir section 2.3.2). La caractérisation FROG de ces impulsions a révélé également un léger chirp linéaire négatif résiduel.

Concernant maintenant la conception des deux profils, la recherche systématique des longueurs et du nombre de segments de chaque fibre est effectuée numériquement à l'aide d'un algorithme faisant appel à la méthode des moindres carrés, de telle manière que l'impulsion d'entrée soit convertie en un similariton de manière optimale. On emploie en particulier l'équation d'enveloppe non-linéaire (basée sur la caractérisation FROG de l'impulsion d'entrée et les caractéristiques des HNL) pour déterminer l'impulsion en sortie d'un profil de dispersion donné. Dans la modélisation, on prend en compte la contribution des ordres supérieurs de dispersion jusqu'à l'ordre 5 (limitée par les données constructeurs). L'optimisation des longueurs des segments se fait par l'intermédiaire de la minimisation de l'erreur quadratique entre les profils d'intensité de l'impulsion de sortie et du similariton imposé. L'impulsion parabolique de référence pour la sortie, en particulier sa largeur caractéristique, a été choisie à partir d'une étude préliminaire utilisant le modèle théorique proposé par Hirooka *et al.* Enfin, des contraintes supplémentaires à cet algorithme de conception sont imposées : une longueur minimale des segments de 10 cm pour faciliter la pratique des soudures entre les segments, et un nombre maximum de 20 segments par fibre hybride dans le but de limiter les pertes totales. Les profils de dispersion obtenus pour les deux fibres hybrides sont présentés dans la figure (4.1).

Concernant le profil en forme de peigne, on constate d'après les simulations numériques que les caractéristiques d'une impulsion parabolique peuvent être obtenues en employant une fibre hybride constituée de seulement 6 segments et de longueur totale 1,7 m. Les longueurs des segments sont les suivants : 35, 26, 10, 40, 10 et 49 cm. La mise en œuvre de cette fibre montre que les pertes totales sont environ de 0,5 dB (11%) (voir section 2.3.2). Ce profil est présenté dans la figure (4.1a) en trait continu et il est accompagné par son ajustement hyperbolique correspondant (dans ce cas :  $\Gamma_0 \simeq 1,7$ ) pour montrer la décroissance effective de la dispersion. Dans le cas du profil en escalier, on trouve une fibre hybride constituée de 3 segments (nombre imposé) et de longueur totale 1,9 m. Les longueurs des segments sont les suivants : 52, 22 et 116 cm. La mise en œuvre de cette fibre montre que les pertes totales sont environ de 0,3 dB (7%). Ce profil est présenté dans la figure (4.1b) avec son ajustement hyperbolique correspondant (dans ce cas :  $\Gamma_0 \simeq 1,9$ ).

#### 4.1.2 Simulations numériques

Il est désormais nécessaire de vérifier dans un premier temps, que ces profils de dispersion discontinus (DDF hybride) sont bien équivalents à une fibre à dispersion décroissante hyperbolique (DDF idéale). Pour ceci, on montre dans la figure (4.2a) la remise en forme de

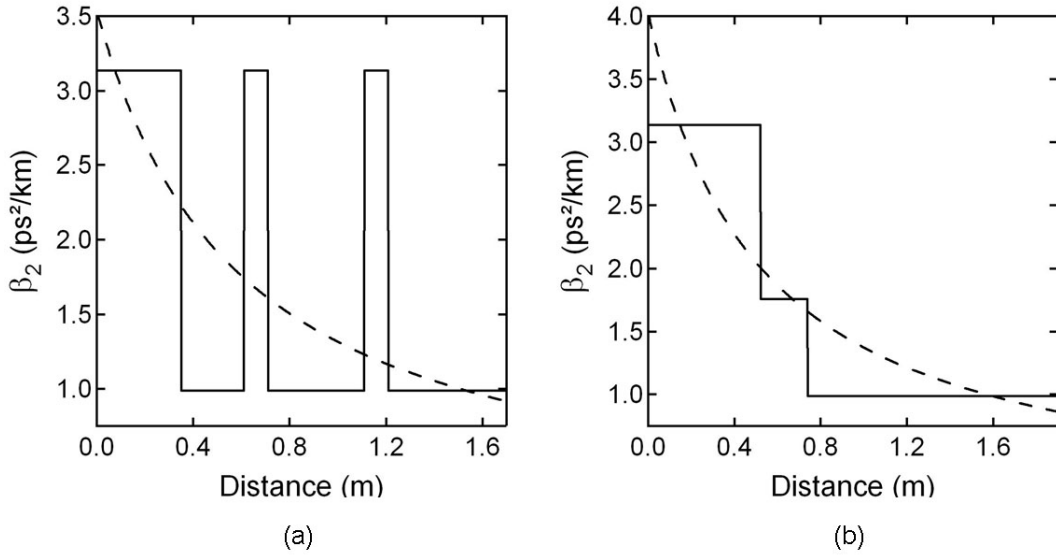


FIG. 4.1 – Profils optimisés de la dispersion de vitesse de groupe (a) en forme de peigne et (b) en forme d'escalier en fonction de la longueur des deux fibres hybrides. Pour chaque type de profil, l'ajustement correspondant de type hyperbolique de la dispersion décroissante est présenté en trait pointillé.

l'impulsion d'entrée en une impulsion avec un profil d'intensité parabolique dans le cadre de la fibre à profil en peigne. Comme les simulations prennent en compte les pertes, les ordres supérieurs de dispersion ainsi que les différentes propriétés non-linéaires des segments, on montre que ces effets ont une faible influence sur la propagation présentée. On met donc en évidence que le facteur dominant la remise en forme vers le régime parabolique est la décroissance effective de la dispersion de vitesse de groupe (GVD) avec la distance. De plus, on vérifie que ce profil de GVD en peigne utilisant un petit nombre de segments, produit des impulsions de sortie dont les caractéristiques sont quasiment identiques à celles obtenues avec le profil de GVD décroissante hyperbolique. La figure (4.2b) montre en particulier le profil d'intensité des impulsions sortant de la DDF hybride en peigne obtenu avec une modélisation réaliste, celui-ci est en très bon accord (excepté une faible différence au niveau de l'intensité crête due aux pertes dans la fibre hybride) avec le profil d'intensité obtenu en sortie de la DDF hyperbolique idéale (modélisation sans pertes, ni ordres supérieurs de dispersion et avec un coefficient non-linéaire constant de  $\gamma = 6,75W^{-1}.km^{-1}$ ).

Suite à la démonstration de l'équivalence des profils hybrides réalistes conçus avec le profil idéal hyperbolique de dispersion décroissante, on montre dans un deuxième temps la confirmation numérique de la génération de similariton avec une comparaison au modèle analytique proposé par Hirooka *et al.* en 2004. En effet, ce modèle donne la solution asymptotique des caractéristiques de l'impulsion (relatives à l'équation 4.5) se propageant dans une DDF idéale à profil de dispersion décroissante hyperbolique (sans pertes et sans ordre supérieur de dispersion) :

$$P(z) = \frac{E_0^{\frac{2}{3}}}{4} \left[ \frac{2\Gamma_0^2}{\gamma\beta_2(1 + \Gamma_0 z)} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (4.6)$$

$$T_p(z) = 3E_0^{\frac{1}{3}} \left[ \frac{\gamma\beta_2(1 + \Gamma_0 z)}{2\Gamma_0^2} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (4.7)$$

$$c(z) = -\frac{\partial\phi(z,t)}{\partial t} = \frac{\Gamma_0}{3\beta_2} t \quad (4.8)$$

avec  $E_0$  l'énergie initiale de l'impulsion injectée et  $c$  le chirp de l'impulsion.



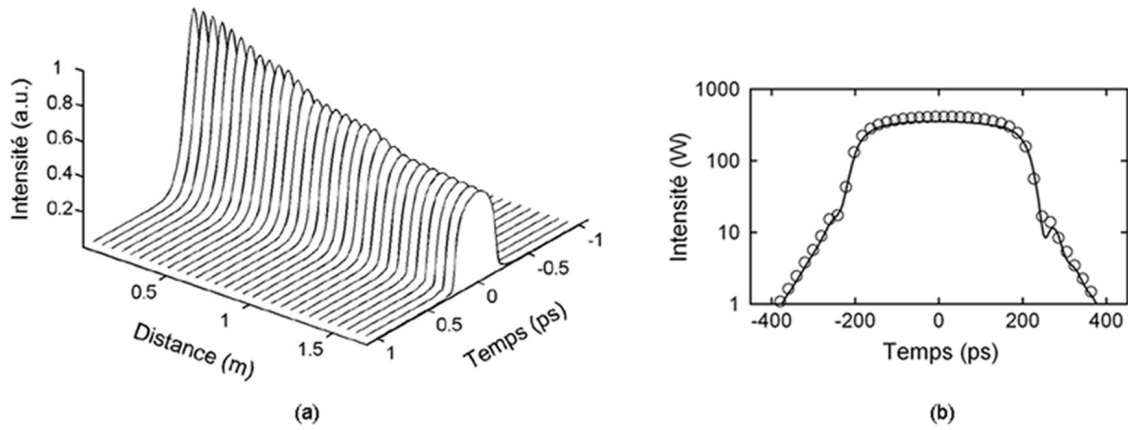


FIG. 4.2 – (a) Simulation numérique de l'évolution de l'impulsion d'entrée vers un profil d'intensité parabolique dans la fibre hybride à profil de dispersion en peigne. (b) Comparaison des résultats numériques de l'impulsion en sortie du profil en peigne (trait continu) et du profil hyperbolique idéal correspondant sans pertes (cercles).

Du fait de la nature asymptotique de cette solution, la différence entre les résultats numérique et analytique devient négligeable lorsqu'on augmente la distance de propagation, ceci démontrant également l'obtention du régime asymptotique parabolique. Par conséquent, on montre dans la figure (4.3a) l'évolution temporelle des impulsions injectées dans 10 m de DDF idéale (sans pertes et sans ordre supérieur de dispersion) correspondante à la fibre hybride conçue en forme de peigne, mettant en évidence la remise en forme et l'évolution auto-similaire. Les caractéristiques du similariton obtenues après 10 m de propagation sont comparées à celles du modèle analytique dans la figure (4.3b). On note alors le très bon accord présenté, confirmant ainsi l'obtention du régime asymptotique parabolique avec ces paramètres choisis de dispersion, non-linéarité et de décroissance  $\Gamma_0$  décrits précédemment.

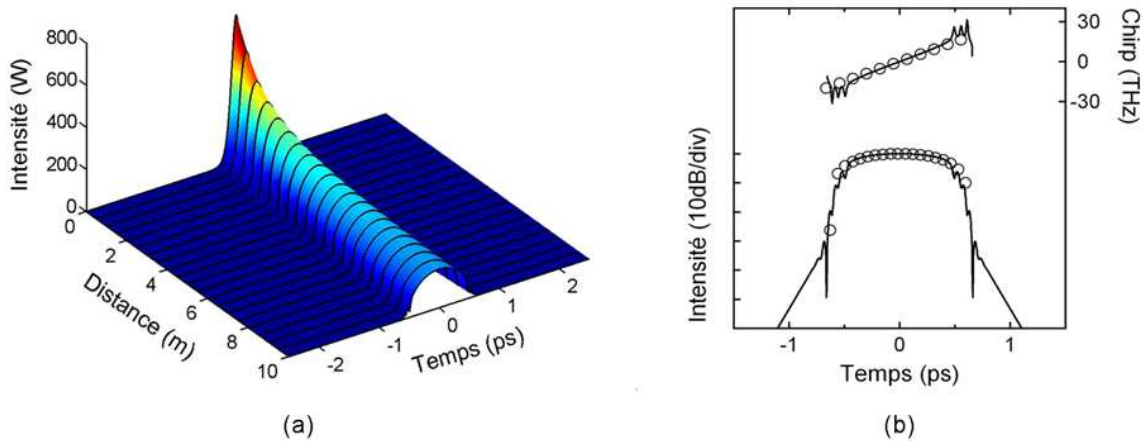


FIG. 4.3 – (a) Simulation numérique sur une longueur de 10 m de l'évolution de l'impulsion d'entrée dans le profil hyperbolique de la DDF idéale, équivalente à la fibre hybride en forme de peigne conçue. (b) Comparaison des résultats numériques de l'impulsion en sortie après 10 m de propagation dans la DDF utilisée dans a) (trait continu) avec la solution analytique proposée par Hirooka et al. (cercles).

Cependant, le modèle numérique réaliste de la DDF à profil en peigne montre des limitations telles que les ordres supérieurs de dispersion et les pertes dégradant cette évolution auto-similaire sur cette distance de propagation. Expérimentalement, la distance de propagation de 1,7 m suffit à démontrer l'obtention d'impulsions paraboliques prédite (voir section

4.1.1 et figure 4.2). Une analyse similaire est également valable pour la fibre hybride à profil de dispersion en escalier.

### 4.1.3 Résultats expérimentaux

L'emploi de ces deux DDF hybrides pour générer des impulsions paraboliques est confirmé expérimentalement. Le dispositif est décrit dans la section (2.3.2). En particulier, les impulsions d'entrée décrites précédemment sont injectées dans les deux DDF présentées à la figure (4.1), et les impulsions en sortie sont caractérisées à l'aide de notre dispositif FROG décrit dans la section (2.2). Il permet une caractérisation du profil d'intensité sur une gamme dynamique de plus de 30 dB. Les traces FROG obtenues numériquement et expérimentalement dans le cadre de l'utilisation de la DDF en forme de peigne, sont présentées dans la figure (4.4) et montrent un bon accord permettant de valider ces résultats. On note que l'erreur FROG (voir section 2.2.2.3) suite à la déconvolution est généralement proche de  $10^{-2}$  pour les deux dispositifs de DDF (on vérifie également la superposition des spectres expérimental et déconvolué).

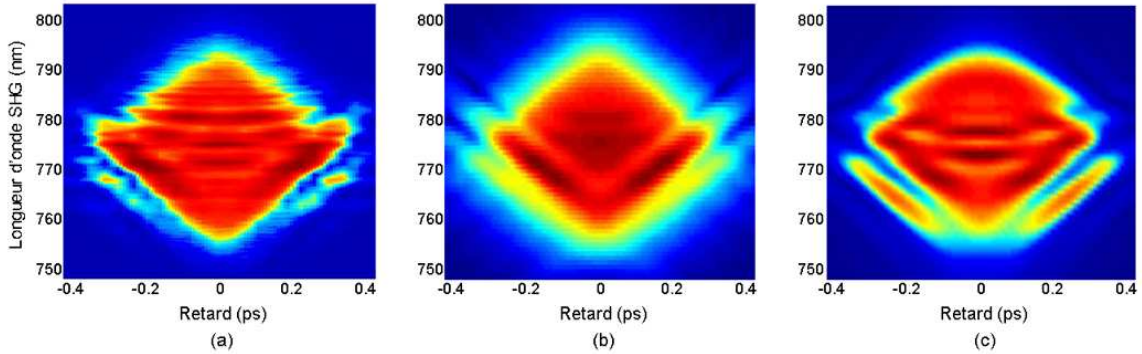


FIG. 4.4 – Traces FROG des impulsions paraboliques (a) relevée expérimentalement, (b) déconvoluée avec Femtosoftware FROG, et (c) obtenue numériquement avec l'équation non-linéaire de propagation, en sortie de la DDF hybride à profil de dispersion en peigne.

Les résultats expérimentaux des caractéristiques temporelles des similaritons sont présentés dans la figure (4.5) et sont également comparés aux résultats numériques de propagation dans les fibres hybrides, basés sur un modèle réaliste d'équation d'enveloppe non-linéaire incluant les pertes, les ordres supérieurs de dispersion et les différences de coefficient non-linéaire. De manière générale, ces résultats montrent les caractéristiques prévues des impulsions paraboliques [Billet, 2005] comprenant un chirp linéaire, une chute rapide de l'intensité (vue sur une échelle logarithmique), et l'apparition d'ailes de basses amplitudes et décroissantes de façon exponentielle. On observe clairement un bon accord entre les résultats expérimentaux et numériques, même dans la région des ailes de basse amplitude. De plus, pour mettre en évidence la nature parabolique des impulsions expérimentalement obtenues, la figure (4.5) montre également un ajustement parabolique aux profils d'intensité mesurés, avec une largeur caractéristique  $T_p \simeq 540$ fs dans les deux cas. Il faut noter que ces deux DDF hybrides ont été configurées précédemment, de manière à ce que la remise en forme des impulsions d'entrée converge vers un même similariton de référence. Bien que les profils de GVD conçus soient de forme différente, on note que les caractéristiques des impulsions de sortie mesurées sont similaires.

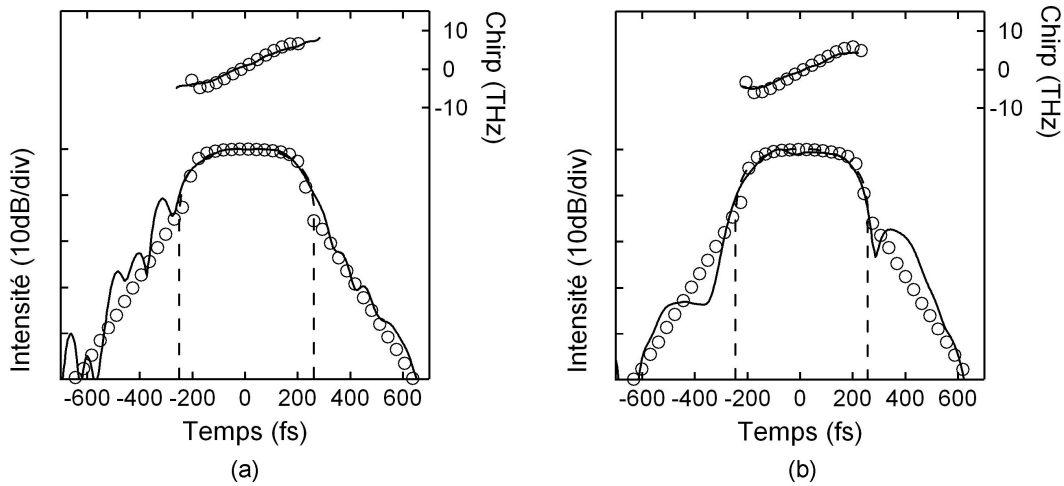


FIG. 4.5 – Comparaison des résultats expérimentaux et numériques des impulsions paraboliques obtenues en sortie des fibres hybrides conçues (a) DDF à profil de GVD en peigne et (b) DDF à profil de GVD en escalier. Les profils d'intensité des impulsions (axe à gauche) ainsi que leur chirp (axe à droite) sont représentés en trait continu pour les résultats expérimentaux et avec des cercles pour les résultats numériques correspondants. L'ajustement parabolique des profils d'intensité est présenté en trait pointillé.

#### 4.1.4 Conclusion et perspectives

Ces résultats présentent la première démonstration expérimentale de génération de similaritons dans une fibre à dispersion décroissante (DDF) en forme de peigne [Kibler, 2006], mais également dans une DDF à profil en escalier. Pour les impulsions d'entrée utilisées dans nos expériences, un profil en forme de peigne composé de seulement six segments de fibre à dispersion normale et fortement non-linéaire (commerciallement disponibles) s'est avérée suffisante pour produire des impulsions ayant un profil d'intensité parabolique et un chirp linéaire. L'autre alternative emploie seulement trois segments mais provenant de trois HNLF différentes au lieu de deux. De plus, il faut remarquer que des longueurs totales inférieures à 2 m de fibre hybride ont été employées. En comparant brièvement ce type de dispositif aux technologies à amplificateurs, le principal avantage est son faible coût alors que l'inconvénient qui peut apparaître (selon les besoins voulus) est de ne pas avoir de gain d'énergie des impulsions.

En plus d'illustrer le principe de la génération d'impulsions paraboliques par l'intermédiaire d'une propagation passive dans une DDF, ces dispositifs permettent également la génération supplémentaire et significative de largeur spectrale par l'élargissement autosimilaire non-linéaire. Spécifiquement pour ces résultats à 1550 nm, une largeur de bande spectrale d'environ 70 nm (FWHM) est produite, qui peut par conséquent mener à la production d'impulsions (en limite de Fourier) de 60 fs après compression linéaire. L'utilisation de DDF hybride avec un profil équivalent à un profil idéal hyperbolique (soit en forme de peigne ou d'escalier) représente donc une technologie pratique pour la génération d'impulsions paraboliques, dont la gamme d'applications dans les télécommunications est très importante, telles que la transmission optique sans distorsions et la resynchronisation d'impulsions [Nakazawa, 2004; Parmigiani, 2006].

Récemment, la génération passive d'impulsions paraboliques (de durée picoseconde) a fait l'objet d'une étude numérique qui démontre sa mise en œuvre dans une fibre étirée de longueur 1 km dont la variation appropriée du diamètre du cœur donne lieu à une décroissance de la dispersion selon un profil hyperbolique [Latkin, 2007]. Des limitations à ce dispositif telles que l'influence des ordres supérieurs de dispersion et les pertes sont mises en évidence pour des longueurs de propagation supérieures. Enfin, une autre étude numérique et expérimentale

vient aussi de confirmer la génération passive d'impulsions paraboliques par la remise en forme dans un système fibré à dispersion normale constitué de deux segments [Finot, 2007]. Ces dispositifs récents emploient des longueurs de fibres allant jusqu'à 1 km, dans le cadre de l'étude d'impulsions de durée de quelques picosecondes à un taux de répétition de 10 GHz.

## 4.2 Compression d'impulsions ultracourtes à 1550 nm jusqu'à quelques cycles optiques

Le développement de sources fibrées d'impulsions femtosecondes autour de 1550 nm est le sujet de nombreuses recherches actuelles [Wada, 2004], motivées par les nombreuses applications naissantes dans l'optique ultra-rapide. Bien que la génération d'impulsions de durée proche d'un seul cycle optique soit déjà démontrée vers les longueurs d'onde visible et proche infrarouge (durée de 2,8 fs obtenue à l'aide d'un modulateur spatial pour compenser la phase) [Yamashita, 2006], aujourd'hui les impulsions les plus courtes générées vers 1550 nm ont une durée d'environ 14 fs avec un système fibré [Hori, 2004]. La technique actuelle très répandue basée sur l'emploi des fibres optiques pour la génération d'impulsions femtosecondes à 1550 nm est la compression par effet soliton. Elle exploite la phase initiale d'élargissement non-linéaire spectral et de compression temporelle d'un soliton d'ordre supérieur ( $N > 1$ ), se propageant en régime de dispersion anormale d'une fibre optique [Mitschke, 1987]. On rappelle que  $N$  est défini de la manière suivante :

$$N = \left( \frac{L_D}{L_{NL}} \right)^{\frac{1}{2}} = T_0 \left( \frac{\gamma P_0}{|\beta_2|} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.9)$$

on note qu'il dépend des caractéristiques de la fibre optique utilisée et des impulsions injectées.

Dans le contexte de génération d'impulsions se composant seulement d'un faible nombre de cycles optiques (de l'ordre de 20 fs à 1550 nm correspondant à 4 cycles optiques), l'obtention d'impulsions de haute qualité avec cette technique a exigé cependant l'utilisation de multiples étapes non-linéaires et/ou de fibres particulières à dispersion décroissante [Matsui, 1999; Tsuchiya, 2001]. L'utilisation de dispositifs plus simples de compression de soliton en une seule étape non-linéaire mène typiquement à des impulsions en sortie comportant de multiples piédestaux ou à des impulsions plus longues dans la gamme : 35-40 fs [Mitschke, 1987; Nicholson, 2004; Takayanagi, 2005]. En dépit d'un meilleur contrôle accordé par une compression hybride, il y a néanmoins des inconvénients comme la difficulté d'obtenir des fibres non conventionnelles mais aussi la nécessité d'optimiser les longueurs et les placements des différents types de fibre.

Cependant, l'objectif est ici de démontrer l'efficacité des dispositifs les plus simples possibles pour la compression d'impulsions jusqu'à quelques cycles optiques à la longueur d'onde de 1550 nm. Ces dispositifs sont basés sur une seule étape de compression non-linéaire par effet soliton employant les avantages des caractéristiques de dispersion et de non-linéarité présentées par la nouvelle génération de fibres fortement non-linéaires conventionnelles (voir section 1.1.1). On présente par la suite deux systèmes de compression d'impulsions ultracourtes délivrées, dans un premier temps par une source fibrée à similaritons déjà développée au laboratoire (décrite section 2.3.2) puis par une source fibrée commerciale. Les durées (FWHM) des impulsions disponibles sont respectivement 240 fs et 100 fs. Il faut souligner le fait que ces dispositifs sont le résultat d'une optimisation de la compression non-linéaire, grâce à des simulations numériques utilisant les caractéristiques mesurées par un système FROG des impulsions d'entrée au compresseur, en tant que conditions initiales [Dudley, 1999].

Enfin, on peut citer les récents travaux de Foster *et al.* de 2005, qui ont exploité ce processus de compression par effet soliton pour générer des impulsions de durée 6,8 fs à 800 nm en utilisant également un seul étage de compression de moins d'un centimètre de propagation dans un nanofil de PCF (PCF effilée). Cette étude a mise en évidence la possibilité d'utiliser

la phase initiale de propagation de la génération de supercontinuum, induite par un pompage femtoseconde dans le régime de dispersion anormale de la fibre, pour une compression efficace par effet soliton.

#### 4.2.1 Compression par effet soliton et ses limites

Le mécanisme de compression par effet soliton est relié aux propriétés fondamentales des solitons d'ordre supérieur. Ces solitons suivent un modèle périodique d'évolution tels qu'ils subissent une première phase de compression au début de chaque période. Grâce à cette propriété, avec un choix approprié de la longueur de fibre, des impulsions entrées peuvent être comprimées par un facteur qui dépend de l'ordre  $N$  du soliton injecté. Un tel compresseur est mentionné comme compresseur par effet soliton [Agrawal, 2001].

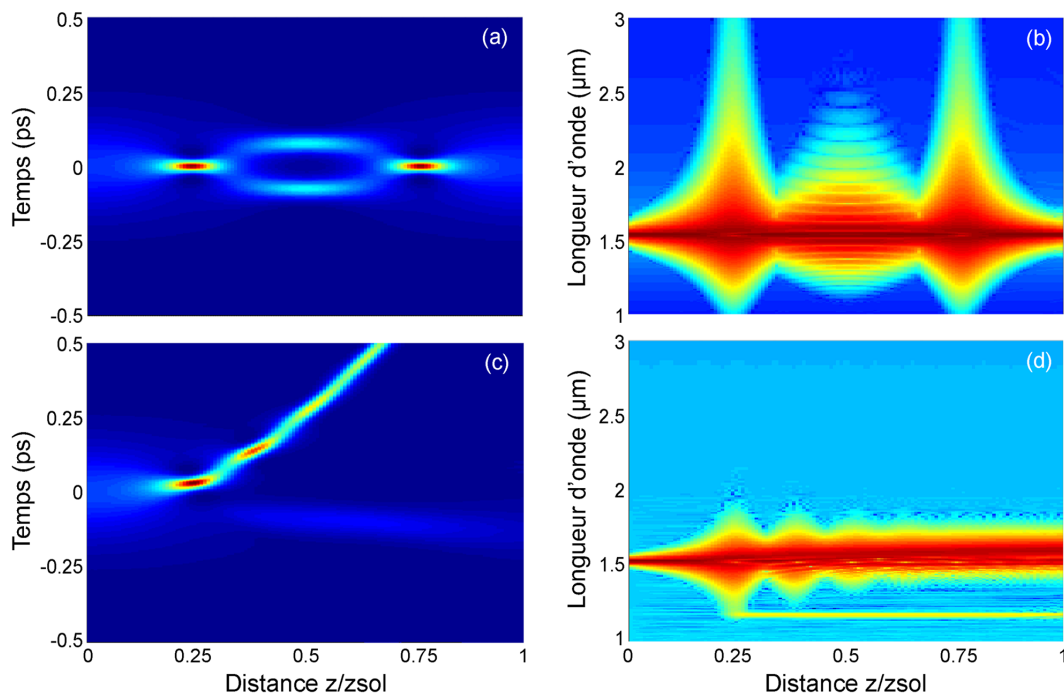


FIG. 4.6 – Comparaison des évolutions temporelles (a-c) et spectrales (b-d) d'un soliton d'ordre  $N = 3$  dans une fibre de dispersion anormale (a-b) dans le cas idéal montrant une évolution périodique selon  $z_{sol}$  et (c-d) dans le cas réaliste montrant l'influence des ordres supérieurs de dispersion et de non-linéarité, de l'effet Raman et du bruit.

L'évolution d'un soliton d'ordre  $N$  dans une fibre optique, dans un cas idéal, est gouverné par l'équation non-linéaire d'enveloppe (sans source de bruit ni pertes, sans effet Raman et sans ordres supérieurs de dispersion et de non-linéarité), comme montré dans la figure (4.6.a-b). Les paramètres utilisés ici (proches des paramètres expérimentaux du premier dispositif) sont des impulsions de type sécante hyperbolique et de durée 240 fs (FWHM) dans une fibre fortement non-linéaire de dispersion 4,1 ps/nm/km. Dans ce cas, le soliton présente une évolution temporelle et spectrale de période  $z_{sol} = (\pi/2)L_D \simeq 5,57\text{m}$  (avec  $L_D \simeq 3,55\text{m}$  et  $L_{NL} \simeq 0,394\text{m}$ ). Généralement, l'impulsion d'entrée passe par une première phase de compression pour toutes les valeurs de  $N > 1$ . On utilise alors la longueur optimale de la fibre  $z_{opt}$  correspondant à l'endroit auquel la largeur temporelle du pic central est minimum. Le facteur de compression  $F_c$  est le rapport de la largeur (FWHM) de l'impulsion comprimée à celle de l'impulsion d'entrée. De plus, le facteur de qualité  $Q_c$ , défini comme la fraction d'énergie de l'impulsion d'entrée apparaissant dans l'impulsion comprimée, diminue généralement à mesure que  $N$  augmente. Cet inconvénient est inhérent à tous les compresseurs par

effet soliton [Agrawal, 2001]. L'énergie restante de l'impulsion apparaît sous forme de larges piédestaux autour de l'impulsion comprimée. De manière générale, les piédestaux ont pour origine le fait que pendant l'étape de compression temporelle initiale, l'évolution des solitons d'ordre supérieur est dominée par l'automodulation de phase. Or, le chirp induit par SPM est seulement linéaire au niveau de la partie centrale de l'impulsion, alors seule la partie centrale est comprimée par la dispersion de vitesse de groupe anormale. L'énergie dans les ailes de l'impulsion reste non-comprimée et apparaît comme un large piédestal.

Dans le régime de génération d'impulsions femtosecondes, les ordres supérieurs de dispersion et la diffusion Raman sont les deux effets les plus significatifs qui peuvent perturber une telle évolution périodique et induire une brisure de l'impulsion par le phénomène de fission du soliton [Chan, 1995]. En plus des caractéristiques des fibres optiques, un autre paramètre comme le chirp de l'impulsion initiale peut altérer la compression [Chan, 1993]. Il est donc nécessaire de prendre en compte tous ces effets précédemment négligés pour une prédiction réaliste de la compression. La figure (4.6.c-d) présente la modélisation réaliste de l'évolution du soliton d'ordre 3 comparée au cas idéal (4.6.a-b). Pour des impulsions de durée supérieure à 200 fs, la largeur spectrale de l'impulsion d'entrée est suffisamment faible pour que généralement ce soit les perturbations Raman qui dominent. Par contre, pour des impulsions inférieures à 20 fs, ce sont les perturbations des ordres supérieurs de dispersion qui induisent la brisure de l'impulsion. Ces contributions sont mises en évidence dans la figure (4.6.c-d) où on observe l'éjection d'un soliton fondamental de la pompe par effet Raman et la génération d'une onde dispersive, lors de la fission du soliton. On constate également l'altération du phénomène de compression dans la figure (4.7) où les profils d'intensité relevés à la distance de compression optimale sont comparés.

La distance à laquelle la fission soliton apparaît, fait suite généralement au point où le soliton injecté atteint sa largeur spectrale maximale et sa largeur temporelle minimale. De nombreuses expressions empiriques ont été obtenues pour caractériser cette distance de compression optimale [Dianov, 1986 ; Chen, 2002], cependant on retient la relation simple suivante :  $z_{opt} \sim L_D/N$  [Dudley, 2006], qui dans notre cas indique une distance de  $0,22z_0$  en bon accord avec la figure (4.6). La dispersion d'ordre 3 qui est particulièrement citée comme facteur dégradant la compression par effet soliton lorsque  $\beta_3 > 0$ , peut cependant améliorer les performances d'un dispositif de compression si elle change de signe et si elle est combinée à l'effet Raman [Chan, 1998]. Enfin, un autre facteur limitant la qualité de la compression est la présence de bruit sur l'impulsion d'entrée qui peut induire la brisure de l'impulsion et mener à de graves fluctuations d'impulsion-à-impulsion sur les caractéristiques des impulsions comprimées.

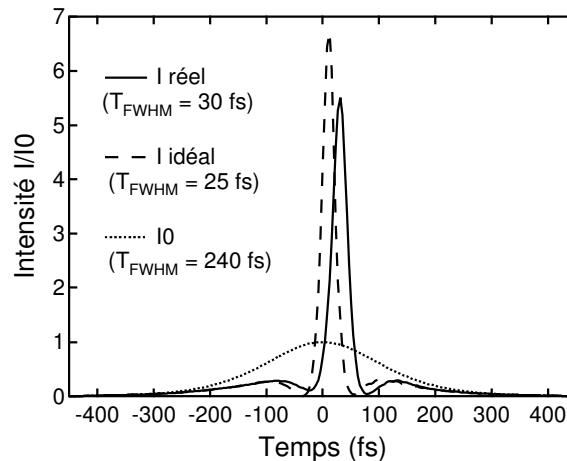


FIG. 4.7 – Comparaison des profils d'intensité initial et obtenus à la distance de compression optimale  $z_{opt}$  dans le cas idéal (en trait pointillé) et dans le cas réaliste (en trait continu).

### 4.2.2 Dispositif de compression pour la source femtoseconde à similaritons

On présente tout d'abord le premier système de compression d'impulsions ultracourtes délivrées par la source fibrée déjà développée au laboratoire (décrite section 2.3.2) dont la durée (FWHM) des impulsions de type sécante hyperbolique est de 240 fs. La caractérisation FROG de ces impulsions permet d'obtenir des informations précises sur leur profil d'intensité et sur leur chirp avant leur compression (voir figure 4.8). En effet, la propagation d'un soliton d'ordre supérieur avec des sous-structures de faible intensité ou du chirp, peuvent influencer fortement la qualité des impulsions comprimées obtenues.

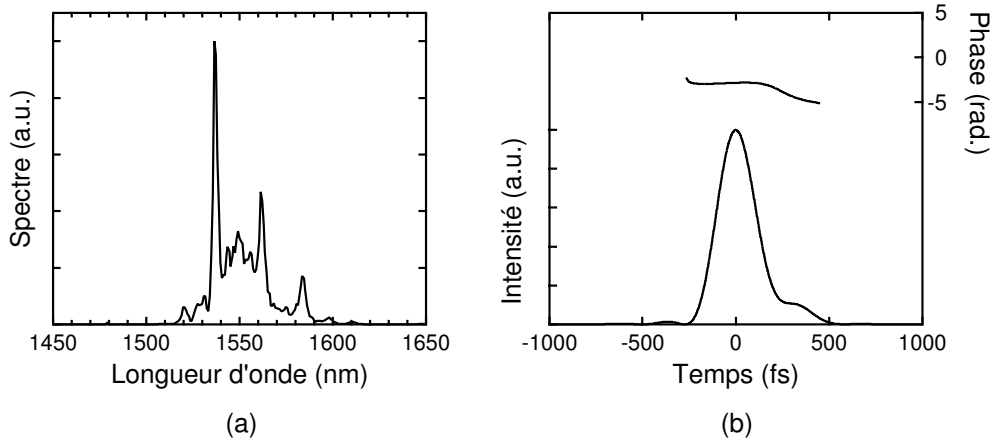


FIG. 4.8 – Caractéristiques des impulsions initiales de durée 240 fs (FWHM). (a) Spectre mesuré et (b) intensité (axe gauche) et phase (axe droit) obtenues à l'aide de la caractérisation FROG.

Le dispositif est basé sur la compression par effet soliton et par conséquent l'utilisation d'une fibre optique avec des caractéristiques de dispersion, de non-linéarité et de longueur appropriées aux impulsions initiales. La fibre choisie est une fibre fortement non-linéaire (pour favoriser l'automodulation de phase avec une faible longueur de fibre), présentant une faible dispersion anormale (afin d'augmenter l'ordre  $N$  du soliton et le facteur de compression qui est proportionnel à  $N$ ) et une pente de dispersion faible (pour limiter les effets de la dispersion d'ordre 3 sur la compression). Ces caractéristiques sont données à la section (2.1.2) et rappelées dans le tableau suivant :

	HNL-ADSF
$D$ (ps/nm/km)	4,10
$D_S$ (ps/nm <sup>2</sup> /km)	0,021
$\gamma$ (W <sup>-1</sup> .km <sup>-1</sup> )	9,4

La compression par effet soliton exige que la longueur de fibre soit déterminée avec précision en fonction des caractéristiques de l'impulsion d'entrée afin de correspondre à la compression temporelle maximale, et avant d'entrer dans le processus de fission du soliton. À cet égard, une série de simulations numériques et de résultats expérimentaux étudiant l'influence de la puissance crête d'entrée et de la longueur de la fibre utilisée sur le facteur de compression obtenu, est réalisée et montrée à la figure (4.9). Les simulations numériques basées sur l'équation non-linéaire d'enveloppe utilisent les caractéristiques de l'impulsion d'entrée mesurées par FROG et prennent en compte tous les effets dispersifs (prise en compte des ordres supérieurs de dispersion jusqu'à l'ordre 5) et non-linéaires décrits précédemment. Le dispositif expérimental est décrit à la section (2.3.3). Le couplage des impulsions délivrées par la fibre à bande interdite photonique (PBGF) de la source vers la fibre fortement non-linéaire (HNL-ADSF) se fait par simple contact physique. Ce couplage est donc non-optimal, et les impulsions de 240 fs ne peuvent exciter au mieux qu'un ordre de soliton modéré  $N \simeq 6$  (de puissance crête

1,2 kW), une fois injectées dans la HNLF. Pour ces paramètres d'injection, les simulations numériques prévoient une compression possible des impulsions jusqu'à environ 20 fs pour une longueur optimale de HNLF de 0,5 m (ici  $z_{opt} \sim L_D/N \simeq 0,53m$ ).

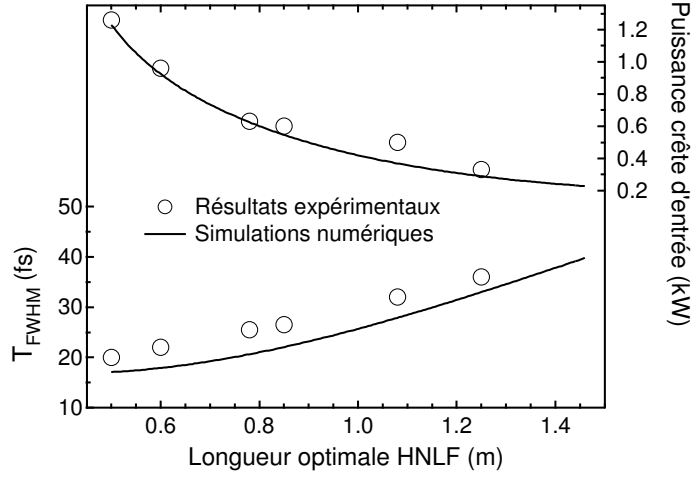


FIG. 4.9 – Série de résultats expérimentaux et simulations numériques présentant la durée des impulsions comprimées obtenues en fonction de la puissance crête d'entrée et de la longueur optimale de la HNLF nécessaires.

D'après la figure (4.9), les résultats des simulations numériques sont confirmés expérimentalement avec un très bon accord. La légère différence observée au niveau de la comparaison des durées obtenues peut s'expliquer par la dispersion sur les impulsions ultracourtes caractérisées, induite par les différents éléments constituant le système FROG. Pour tous ces mesures expérimentales, l'erreur FROG (voir section 2.2.2.3) est généralement comprise entre  $5 \cdot 10^{-3}$  et  $10^{-2}$  suite à la déconvolution.

Par conséquent, on présente à la figure (4.10) le spectre élargi, le profil d'intensité et la phase des impulsions comprimées de façon optimale pour une longueur de 50 cm de HNLF, obtenues expérimentalement. Pour illustrer l'exactitude de notre procédé de conception numérique, le profil d'intensité en trait pointillé montre le profil comprimé prédit par les simulations numériques, et on observe clairement un très bon accord.

Bien qu'une certaine énergie résiduelle (13%) demeure dans des piédestaux de faibles amplitudes du profil d'intensité, le lobe central comprimé a une puissance maximale de 14 kW et une durée de 20 fs, correspondant à seulement quatre cycles optiques et met en évidence un facteur de compression de 12. Un large piédestal résiduel de faible amplitude est caractéristique du processus de compression par effet soliton, cependant on remarque ici leur faible largeur temporelle qui résulte principalement des caractéristiques (profil d'intensité et chirp) de l'impulsion d'entrée, d'après nos simulations numériques.

Il est également instructif de considérer une reconstruction numérique de l'amplitude du champ électrique au niveau du centre d'impulsion. Celle-ci est obtenue en multipliant une porteuse sinusoïdale idéale avec l'enveloppe complexe obtenue de l'impulsion [Taft, 1996], et elle est montrée à la figure (4.11). Bien qu'une telle reconstruction soit quelque peu artificielle, parce que la phase absolue de la porteuse ne peut pas être déterminée à partir des seules mesures effectuées à l'aide du FROG, elle met clairement en évidence la nature non-chirpée et quelques cycles des impulsions comprimées. On note à cet égard que la phase zéro absolue dans la figure (4.11) est placée arbitrairement au niveau du pic de l'enveloppe.



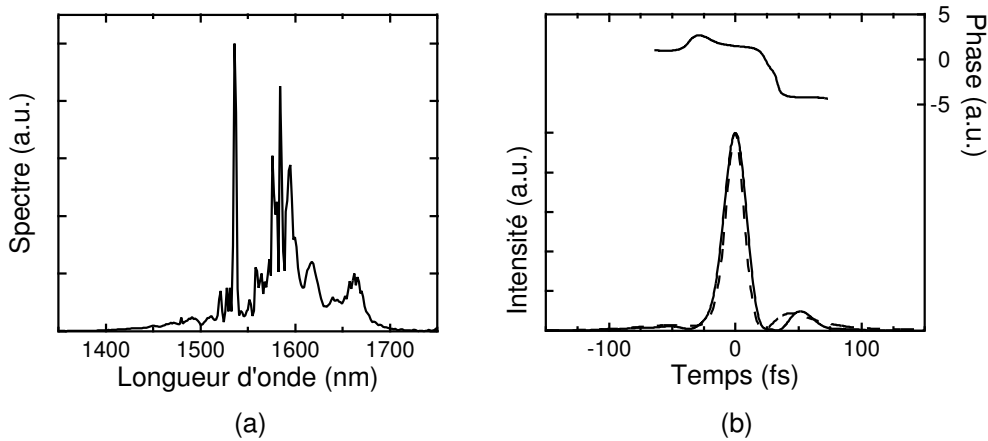


FIG. 4.10 – Caractéristiques des impulsions comprimées de façon optimale et de durée 20 fs (FWHM). (a) Spectre mesuré et (b) intensité (axe gauche) et phase (axe droit) obtenues à l'aide de la caractérisation FROG. Le profil d'intensité prédit numériquement est indiqué en trait pointillé.

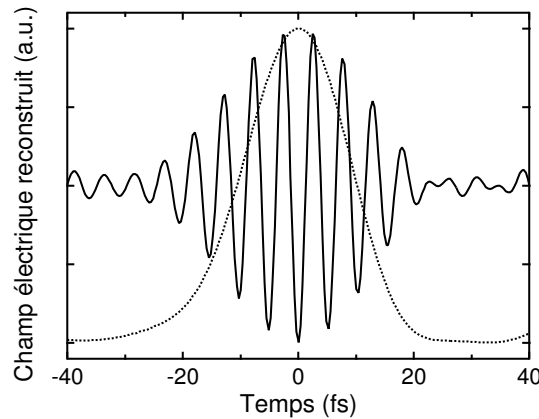


FIG. 4.11 – Illustration du champ électrique reconstruit (trait continu) à travers le lobe central du profil d'intensité des impulsions comprimées de durée 20 fs. Le profil d'intensité est superposé au champ (trait pointillé) afin de mettre en évidence ces impulsions de durée correspondante à 4 cycles du champ électrique.

### 4.2.3 Dispositif de compression pour la source femtoseconde commerciale

Ce deuxième système de compression a pour but la compression d'impulsions ultracourtes délivrées par une source fibrée commerciale (décrite section 2.3.3) dont la durée (FWHM) des impulsions est d'environ 100 fs à la longueur d'onde 1560 nm. De nouveau, une caractérisation FROG de ces impulsions permet d'obtenir des précisions sur leur profil d'intensité (avec ou sans pedestal) et sur leur chirp (nul, positif ou négatif) avant leur compression (voir figures 4.12 - 4.15).

Le dispositif est de nouveau basé sur la compression par effet soliton et on utilise pour ceci la fibre fortement non-linéaire déjà disponible et présentée dans la section précédente. L'obtention d'une compression optimale nécessite la détermination précise de la longueur de fibre à utiliser en fonction des caractéristiques de l'impulsion d'entrée. De la même façon que pour le premier dispositif, des simulations numériques basées sur l'équation non-linéaire d'enveloppe et utilisant les caractéristiques de l'impulsion d'entrée mesurées par FROG, ont été réalisées dans le but d'optimiser la longueur de la HNLF en fonction de la puissance crête disponible. Concernant le dispositif expérimental, il est décrit à la section (2.3.4). Le couplage des impulsions est ici préservé de fluctuations contrairement au contact optique précédemment

utilisé, car les impulsions délivrées par la fibre standard (SMF) de la source sont couplées vers la fibre fortement non-linéaire (HNL-ADSF) par soudure. Le couplage est donc optimal dans ce cas. Il est cependant possible de faire varier la puissance et les caractéristiques des impulsions d'entrée en modifiant le paramètre d'amplification de la source et la longueur de la SMF délivrant les impulsions si nécessaire, avant de la relier à la HNLF.

On présente ci-dessous deux combinaisons de réglages source-compresseur qui permettent d'obtenir des caractéristiques d'impulsions intéressantes.

#### 4.2.3.1 Configuration du soliton fondamental

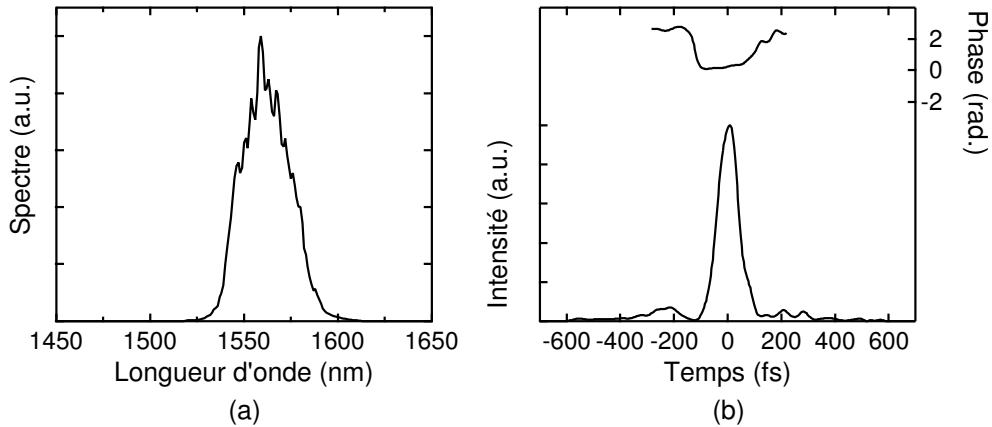


FIG. 4.12 – Caractéristiques des impulsions initiales de durée 89 fs (FWHM). (a) Spectre mesuré et (b) intensité (axe gauche) et phase (axe droit) obtenues à l'aide de la caractérisation FROG.

Cette première configuration proposée n'utilise pas la puissance maximale de la source. Ici la puissance moyenne des impulsions initiales est de 30 mW délivrée par une longueur de SMF de 1,8 m, ce qui permet d'obtenir des impulsions de durée 89 fs (FWHM) (voir figure 4.12). Ces caractéristiques correspondent alors à un soliton d'ordre  $\sim 1$  (soliton fondamental) dans une fibre standard SMF ( $\gamma_{SMF} = 1,2W^{-1}.km^{-1}$  et  $\beta_2^{SMF} = -21ps^2/km$ ). Cette configuration pratique permet de délivrer ces impulsions avec le minimum de distorsions sur des longueurs de SMF de plusieurs mètres.

Une fois, ces impulsions injectées dans la HNLF, elles ne peuvent alors exciter qu'un ordre de soliton modéré  $N \simeq 6$  (de puissance crête 9,3 kW). Pour ces paramètres d'injection, les simulations numériques prévoient une compression possible des impulsions jusqu'à environ 25 fs pour une longueur optimale de HNLF de 7 cm (ici  $z_{opt} \sim L_D/N \simeq 0,074m$ ). Les traces FROG expérimentale et déconvoluée sont présentées dans la figure (4.13) et montrent un bon accord permettant de valider ces résultats (erreur FROG:  $5.10^{-3}$ ).

D'après la caractérisation FROG, on vérifie expérimentalement la génération d'impulsions de durée 28 fs (FWHM), dont les caractéristiques temporelles et spectrales sont représentées dans la figure (4.14). On observe en effet un profil d'intensité asymétrique de puissance crête de 25 kW et une énergie résiduelle dans les piédestaux d'environ 25%. Bien que la qualité de la compression soit moindre que précédemment, on démontre cependant un facteur de compression supérieur à 3 avec un dispositif de compression très simple. Le résultat de ce profil asymétrique est la combinaison de plusieurs effets dont la dispersion d'ordre supérieur et le profil d'intensité asymétrique avec piédestaux des impulsions initiales.

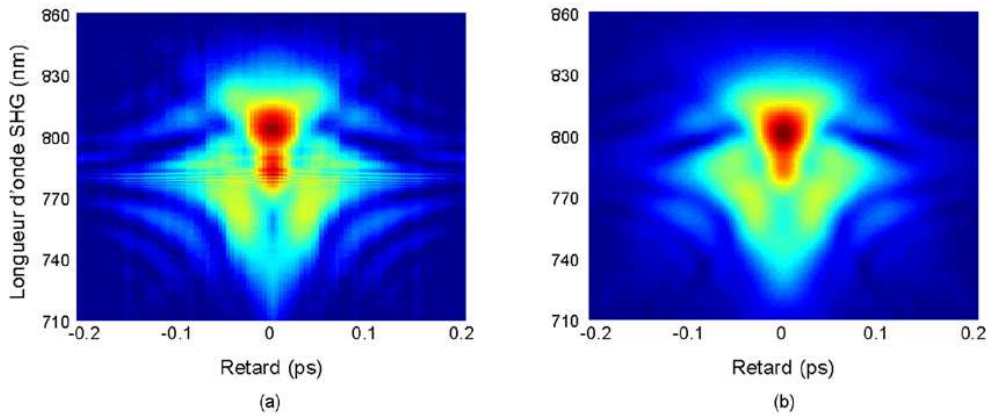


FIG. 4.13 – Traces FROG des impulsions comprimées (a) relevée expérimentalement et (b) déconvoluée avec Femtosoft FROG.

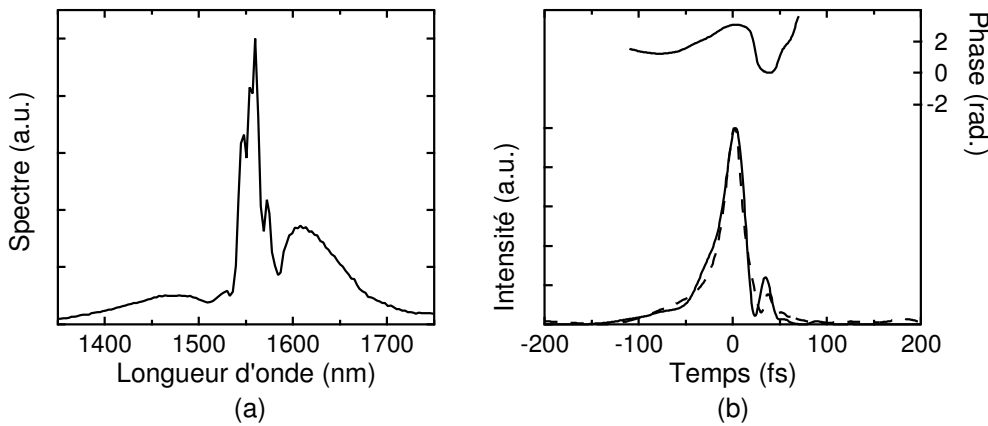


FIG. 4.14 – Caractéristiques des impulsions comprimées de durée 28 fs (FWHM). (a) Spectre mesuré et (b) intensité (axe gauche) et phase (axe droit) obtenues à l'aide de la caractérisation FROG. Le profil d'intensité prédit numériquement est indiqué en trait pointillé.

#### 4.2.3.2 Configuration de puissance optimale

L'objectif de cette deuxième configuration est d'optimiser la compression avec la puissance maximale de la source. Ici la puissance moyenne maximale des impulsions initiales est de 50 mW délivrée par une longueur de SMF de 1 m, ce qui permet d'obtenir des impulsions de durée 98 fs (FWHM) (voir figure 4.15). Ces caractéristiques correspondent à l'optimisation de puissance des paramètres de la source commerciale. Une fois, ces impulsions injectées dans la HNLf, elles peuvent alors exciter un ordre de soliton  $N \simeq 10$  (de puissance crête 16 kW). Pour ces paramètres d'injection, les simulations numériques prévoient une compression possible des impulsions jusqu'à environ 20 fs pour une longueur optimale de HNLf de 4,5 cm (ici  $z_{opt} \sim L_D/N \simeq 0,05\text{m}$ ).

On obtient expérimentalement la génération d'impulsions de durée 22 fs (FWHM), dont les caractéristiques temporelles et spectrales sont représentées dans la figure (4.16). On observe de nouveau un profil d'intensité asymétrique, ici de puissance crête de 52 kW et une énergie résiduelle dans les piédestaux d'environ 30%. On vérifie que le facteur de compression est bien proportionnel à  $N$  mais également que la qualité de compression est moindre par la présence de piédestaux importants.

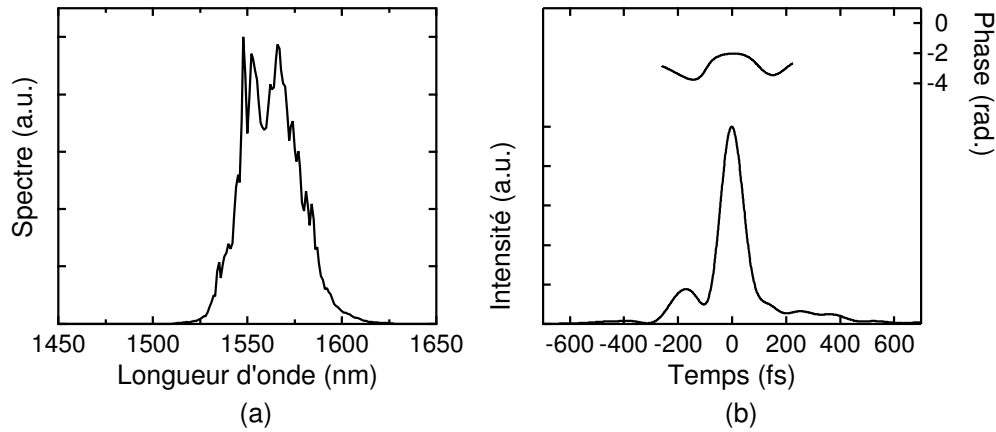


FIG. 4.15 – Caractéristiques des impulsions initiales de durée 98 fs (FWHM). (a) Spectre mesuré et (b) intensité (axe gauche) et phase (axe droit) obtenues à l'aide de la caractérisation FROG.

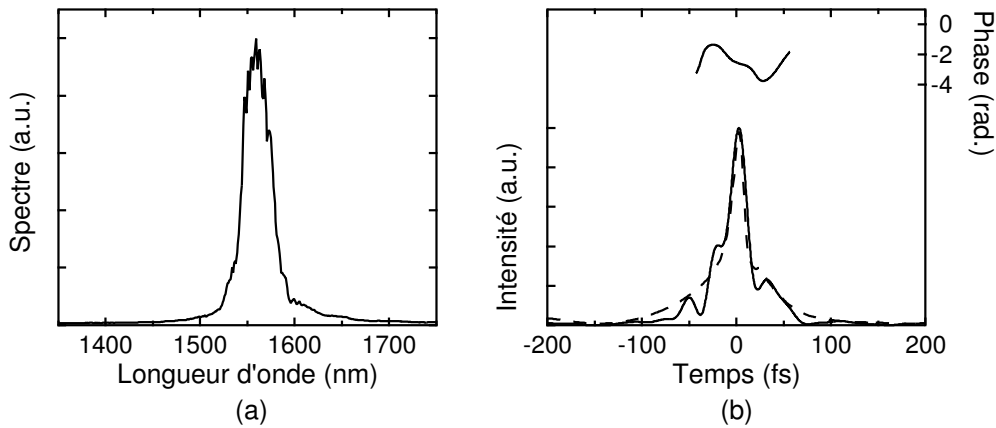


FIG. 4.16 – Caractéristiques des impulsions comprimées de durée 22 fs (FWHM). (a) Spectre mesuré et (b) intensité (axe droit) et phase (axe gauche) obtenues à l'aide de la caractérisation FROG. Le profil d'intensité prédit numériquement est indiqué en trait pointillé.

#### 4.2.4 Conclusion et perspectives

A l'aide d'une caractérisation FROG des impulsions initiales à compresser, il est donc possible de déterminer précisément la longueur et les caractéristiques appropriées de la HNLF nécessaire, afin de mettre en place de simples dispositifs de compression démontrant la génération d'impulsions ultracourtes de durée de quelques cycles optiques à 1550 nm. De manière générale, ces dispositifs ne nécessitent qu'un segment de fibre de courte longueur allant de quelques cm à plusieurs dizaines de cm, selon les conditions initiales. Cependant, on remarque que le phénomène de compression non-linéaire par effet soliton utilisé ici, ne fournit pas toujours une haute qualité de compression (sans asymétrie du profil d'intensité et de faibles piédestaux). En effet, dans le cadre de la compression des impulsions délivrées par la source commerciale avec un profil d'intensité en général dégradé (asymétrie avec piédestal), l'usage de la HNLF déjà disponible n'est pas optimisé, ses caractéristiques ne sont pas suffisantes (dispersion non plate). Néanmoins, les résultats du deuxième dispositif de compression montrent la possibilité du contrôle de la compression d'impulsions par simple ajout d'un court segment de HNLF soudé à la jarretière SMF de la source commerciale. Il faut souligner également qu'une étude du bruit d'entrée sur ces processus de compression a montré son influence négligeable sur la longueur de fibre et la durée des impulsions comprimées optimales (des variations de conditions initiales des impulsions  $\leq 1\%$  ont été étudiées).

On rappelle que la compression des impulsions du premier dispositif (source basée sur l'amplificateur à similaritons) constitue le deuxième étage de compression d'un système entièrement fibré délivrant des impulsions paraboliques picosecondes initialement (voir section 2.3.2) [Kibler (2), 2006]. Le premier étage de ce système est une compression linéaire, basée sur l'emploi d'une fibre à bande interdite photonique présentant une large dispersion anormale pour compenser le chirp des impulsions paraboliques dans un premier temps. On met en évidence ici qu'un étage supplémentaire de compression non-linéaire complète la compression des impulsions issues du premier étage de compression linéaire. Ils sont donc complémentaires et permettent d'atteindre le régime quelques cycles d'impulsions à 1550 nm avec un système entièrement fibré.

De manière générale, ces résultats montrent les possibilités de l'intégration des HNLF dans les systèmes de compression d'impulsions ultracourtes vers 1550 nm, mais également les perspectives de l'obtention d'impulsions de quelques cycles optiques, de manière simple [Kibler, 2007]. De plus, la possibilité d'utiliser autrement les fibres fortement non-linéaires dans un système de compression vient d'être démontrée récemment, menant à l'obtention d'impulsions de 22 fs sans piédestal [Takayanagi, 2006]. Ce dispositif est cependant plus complexe que ceux réalisés ici, il est constitué de deux étapes, la première consiste à élargir le spectre des impulsions initiales à l'aide d'un segment de HNLF à dispersion normale, puis la deuxième étape permet de compenser le chirp des impulsions à l'aide d'une fibre hybride (SMF + fibre à dispersion inversée) avec des caractéristiques appropriées de dispersion.

Enfin, il est important de noter que lors des différentes séries d'expériences de compression effectuées, l'observation d'un phénomène non-linéaire particulier a été possible, ce processus observé dans les segments de HNLF étant la génération de troisième harmonique (voir figure 4.17). L'étude de ce phénomène est effectué dans le chapitre V.

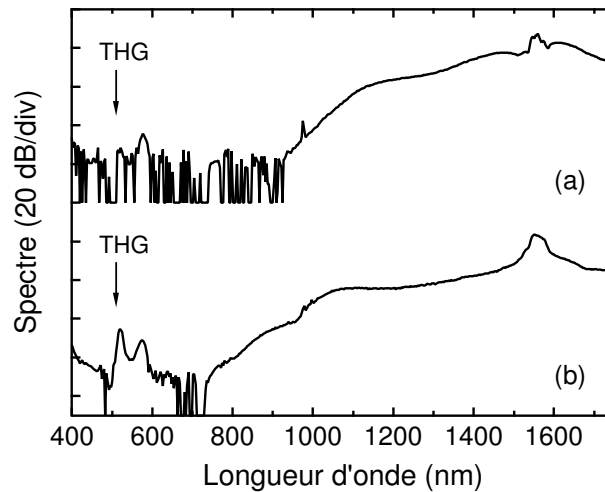


FIG. 4.17 – Spectres mesurés sur la gamme 350-1750 nm dans le cadre (a) de la compression à 1560 nm des impulsions de 89 fs dans 7 cm de HNLF et (b) lors de la compression des impulsions de 98 fs dans 4,5 cm de HNLF. Le troisième harmonique de la pompe est indiqué par une flèche, sa longueur d'onde est 520 nm.

### 4.3 Références

**Agrawal G. P.**, *Applications of Nonlinear Fiber Optics*, Chap. 6 (Academic Press, San Diego, 2001).

**Anderson D.**, M. Desaix, M. Karlsson, M. Lisak and M. L. Quiroga-Teixeiro, "Wavebreaking-free pulses in nonlinear-optical fibers", *Journal of the Optical Society of America B* **10**, 1185-1190 (1993).

**Billet C.**, J. M. Dudley, N. Joly and J. C. Knight, "Intermediate asymptotic evolution and photonic bandgap fiber compression of optical similaritons around 1550 nm", *Optics Express* **13**, 3236-3241 (2005).

**Chan K. C.** and H. F. Liu, "Effects of Raman scattering and frequency chirping on soliton-effect pulse compression", *Optics Letters* **18**, 1150-1152 (1993).

**Chan K. C.** and H. F. Liu, "Short pulse generation by higher order soliton-effect compression: effects of optical fiber characteristics", *IEEE Journal of Quantum Electronics* **31**, 2226-2235 (1995).

**Chan K-T.** and W-H. Cao , "Improved soliton-effect pulse compression by combined action of negative third-order dispersion and Raman self-scattering in optical fibers", *Journal of the Optical Society of America B* **15**, 2371-2375 (1998).

**Chen C-M.** and P. L. Kelley, "Nonlinear pulse compression in optical fibers: scaling laws and numerical analysis", *Journal of the Optical Society of America B* **19**, 1961-1967 (2002).

**Chernikov S. V.**, J. R. Taylor and R. Kashyap, "Comblike dispersion-profiled fiber for soliton pulse train generation", *Optics Letters* **19**, 539-5541 (1994).

**Dianov E. M.**, Z. S. Nikonova, A. M. Prokhorov and V. N. Serkin, "Optimal compression of multi-soliton pulses in optical fibers", *Soviet Technical Physics Letters* **12**, 311-313 (1986).

**Dudley J. M.**, L. P. Barry, J. D. Harvey, M. D. Thomson, B. C. Thomsen, P. G. Bolond and R. Leonhardt, "Complete characterization of ultrashort pulse sources at 1550 nm", *IEEE Journal of Quantum Electronics* **35**, 441-450 (1999).

**Dudley J. M.**, G. Genty and S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber", *Reviews of Modern Physics* **78**, 1135-1184 (2006).

**Fermann M. E.**, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley and J. D. Harvey, "Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers", *Physical Review Letters* **84**, 6010-6013 (2000).

**Finot C.**, G. Millot, S. Pitois, C. Billet and J. M. Dudley, "Numerical and experimental study of parabolic pulses generated via Raman amplification in standard optical fibers", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **10**, 1211-1218 (2004).

**Finot C.** (2), and G. Millot, "Synthesis of optical pulses by use of similaritons", *Optics Express* **12**, 5104-5109 (2004).

- Finot C.**, S. Pitois and G. Millot, "Regenerative 40 Gbit/s wavelength converter based on similariton generation", *Optics Letters* **30**, 1776-1778 (2005).
- Finot C.**, L. Provost, P. Petropoulos and D. J. Richardson, "Parabolic pulse generation through passive nonlinear pulse reshaping in a normally dispersive two segment fiber device", *Optics Express* **15**, 852-864 (2007).
- Foster M. A.**, A. L. Gaeta, Q. Cao and R. Trebino, "Soliton-effect compression of supercontinuum to few-cycle durations in photonic nanowires", *Optics Express* **13**, 6848-6855 (2005).
- Hirooka T.** and M. Nakazawa, "Parabolic pulse generation by use of a dispersion-decreasing fiber with normal group-velocity dispersion", *Optics Letters* **29**, 498-500 (2004).
- Hori T.**, N. Nishizawa and T. Goto, "Generation of 14-fs ultrashort pulse in all fiber scheme by use of highly nonlinear hybrid fiber", *Proceedings of the 14th International Conference Ultrafast Phenomena*, Paper ME31 (2004).
- Kibler B.**, C. Billet, P-A. Lacourt, R. Ferriere, L. Larger and J. M. Dudley, "Parabolic pulse generation in comb-like profiled dispersion decreasing fibre", *Electronics Letters* **42**, 965-966 (2006).
- Kibler B.**(2), C. Billet, P-A. Lacourt, R. Ferriere and J. M. Dudley, "All-fiber source of 20-fs pulses at 1550 nm using two-stage linear-nonlinear compression of parabolic similaritons", *IEEE Photonics Technology Letters* **18**, 1831-1833 (2006).
- Kibler B.**, R. Fischer, P-A. Lacourt, F. Courvoisier, R. Ferriere, C. Billet, D. Neshev and J. M. Dudley, "Control and compression of extreme spectrally-broadened pulses in highly nonlinear fiber", *Proceedings of SPIE Photonic West*, Paper 6453-32 (2007).
- Kruglov V. I.**, A. C. Peacock, J. D. Harvey and J.M. Dudley, "Self-similar propagation of parabolic pulses in normal-dispersion fiber amplifiers", *Journal of the Optical Society of America B* **19**, 461-469 (2002).
- Latkin A. I.**, S. K. Turitsyn and A. A. Sysoliatin, "Theory of parabolic pulse generation in tapered fiber", *Optics Letters* **32**, 331-333 (2007).
- Matsui Y.**, M. D. Pelusi and A. Suzuki, "Generation of 20-fs optical pulses from a gain-switched laser diode by a four-stage soliton compression technique", *IEEE Photonics Technology Letters* **11**, 1217-1219 (1999).
- Méchin D.**, S-H. Im, V. I. Kruglov and J. D. Harvey, "Experimental demonstration of similariton pulse compression in a comblike dispersion-decreasing fiber amplifier", *Optics Letters* **31**, 2106-2108 (2006).
- Mitschke F. M.** and L. F. Mollenauer, "Ultrashort pulses from the soliton laser", *Optics Letters* **12**, 407-409 (1987).
- Nakazawa M.**, T. Hirooka, F. Futami and S. Watanabe, "Ideal distortion-free transmission using optical Fourier transformation and Fourier transform-limited optical pulses", *IEEE Photonics Technology Letters* **16**, 1059-1061 (2004).

- Nicholson J. W.**, A. D. Yablon, P. S. Westbrook, K. S. Feder and M. F. Yan, "High-power single mode all-fiber source of femtosecond pulses at 1550 nm and its use in supercontinuum generation", *Optics Express* **12**, 3025-3034 (2004).
- Oguri A.**, K. Igarashi, H. Tobioka, T. Akutsu, J. Shinozaki, M. Takahashi, J. Hiroishi, T. Yagi, R. Kawahara, K. Okamura, N. Kagi, S. Matsushita, S. Namiki and M. Sakano, "A comb-like profiled fiber (CPF) compressor and an ultrashort pulse light source", *Furukawa Review* **28**, 21-28 (2005).
- Okuno T.**, M. Onishi, T. Kashiwada, S. Ishikawa and M. Nishimura, "Silica-based functional fibers with enhanced nonlinearity and their applications", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **5**, 1385-1391 (1999).
- Okuno T.**, M. Hirano, T. Nakanishi and M. Onishi, "Highly-nonlinear optical fibers and their applications", *SEI Technical Review* **62**, 34-40 (2006).
- Ozeki Y.**, K. Taira, K. Aiso, Y. Takushima and K. Kikuchi, "Highly flat supercontinuum generation from 2 ps pulses using 1 km-long erbium-doped fibre amplifier", *Electronics Letters* **38**, 1642-1643 (2002).
- Ozeki Y.**, Y. Takushima, K. Aiso, K. Taira and K. Kikuchi, "Generation of 10 GHz similariton pulse trains from 1.2 km-long erbium-doped fibre amplifier for application to multi-wavelength pulse sources", *Electronics Letters* **40**, 1103-1104 (2004).
- Ozeki Y.**, S. Takasaka, T. Inoue, K. Igarashi, J. Hiroishi, R. Sugizaki, M. Sakano and S. Namiki, "Nearly exact optical beat-to-soliton train conversion based on comb-like profiled fiber emulating a polynomial dispersion decreasing profile", *IEEE Photonics Technology Letters* **17**, 1698-1700 (2005).
- Parmigiani F.**, P. Petropoulos, M. Ibsen and D. J. Richardson, "Pulse retiming based on XPM using parabolic pulses formed in a fiber bragg grating", *IEEE Photonics Technology Letters* **18**, 829-831 (2006).
- Soh D. B. S.**, J. Nilsson and A. B. Grudinin, "Efficient femtosecond pulse generation using a parabolic amplifier combined with a pulse compressor. II. Finite gain-bandwidth effect", *Journal of the Optical Society of America B* **23**, 10-19 (2006).
- Taft G.**, A. Rundquist, M. M. Murnane, I. P. Christov, H. C. Kapteyn, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, M. A. Krumbugel, J. N. Sweetser and R. Trebino, "Measurement of 10-fs laser pulses", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **2**, 575-585 (1996).
- Takayanagi J.**, N. Nishizawa, H. Nagai, M. Yoshida and T. Goto, "Generation of high-power femtosecond pulse and octave-spanning ultrabroad supercontinuum using all-fiber system", *IEEE Photonics Technology Letters* **17**, 37-39 (2005).
- Takayanagi J.**, N. Nishizawa, T. Sugiura, M. Yoshida and T. Goto, "Generation of pedestal-free 22-fs ultrashort pulse using highly nonlinear fiber and reverse-dispersion fiber", *IEEE Journal of Quantum Electronics* **42**, 287-291 (2006).
- Tamura K.** and M. Nakazawa, "Pulse compression by nonlinear pulse evolution with reduced optical wave breaking in erbium-doped fiber amplifiers", *Optics Letters* **21**, 68-70 (1996).



**Tomlinson W. J.**, R. H. Stolen and A. M. Johnson, "Optical wave breaking of pulses in nonlinear optical fibers", *Optics Letters* **10**, 457-459 (1985).

**Tsuchiya M.**, K. Igarashi, R. Yatsu, K. Taira, K. Y. Koay and M. Kishi, "Sub-100 fs SDPF optical soliton compressor for diode laser pulses", *Optical and Quantum Electronics* **33**, 751-766 (2001).

**Wada O.**, "Femtosecond all-optical devices for ultrafast communication and signal processing", *New Journal of Physics* **6**, 183/1-35 (2004).

**Yamashita M.**, K. Yamane and R. Morita, "Quasi-automatic phase-control technique for chirp compensation of pulses with over-one-octave bandwidth - Generation of few- to mono-cycle optical pulses", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **12**, 213-222 (2006).

GÉNÉRATION DE TROISIÈME  
HARMONIQUE DANS LES GUIDES D'ONDE  
À FORTE NON-LINÉARITÉ

---



Suite aux observations précédentes (chapitre IV) de composantes spectrales correspondant au troisième harmonique de la pompe, il faut reprendre dans un premier temps l'équation non-linéaire d'enveloppe développée au chapitre I, afin de permettre une meilleure compréhension et la modélisation du processus de génération de troisième harmonique. Par la suite, la validation de la nouvelle équation d'enveloppe non-linéaire généralisée sera présentée. Celle-ci se fait par l'intermédiaire d'une comparaison avec des résultats obtenus dans des conditions menant à la génération de choc optique, examinées par une modélisation directe des équations de Maxwell. Enfin, une étude détaillée des spectres expérimentaux accompagnée de simulations numériques décrivant la génération de troisième harmonique, permet de confirmer et de présenter les conséquences et perspectives de ce processus de génération de troisième harmonique dans les fibres optiques à forte non-linéarité.

## 5.1 Equation d'enveloppe non-linéaire généralisée

Afin d'introduire le terme modélisant la génération de troisième harmonique évoqué à la section (1.2.5.1), il faut reprendre la forme suivante de la contribution de la polarisation non-linéaire totale d'ordre 3 utilisée, avant le développement de l'équation d'enveloppe non-linéaire [Hellwarth, 1977] :

$$P_{NL}(z,t) = \varepsilon_0 \left[ R_e^{(3)} E(z,t) E(z,t) E(z,t) + E(z,t) \int_{-\infty}^{+\infty} R_n^{(3)}(\tau_1) |E(z,t - \tau_1)|^2 d\tau_1 \right] \quad (5.1)$$

avec  $R^{(3)}(\tau) = R_e^{(3)} + R_n^{(3)}(\tau) = (1 - f_R) \frac{8}{3} n_2 n_L + 2n_2 n_L h_R(\tau)$ , où  $R_e^{(3)}$  décrit la contribution électronique complète et instantanée de la réponse non-linéaire, alors que  $R_n^{(3)}$  décrit la contribution nucléaire retardée agissant sur l'intensité du champ par l'intermédiaire de la fonction réponse retardée  $h_R$  décrite à la section (1.4.2.2).

On identifie alors  $P_{NL}$  à l'équation (1.15), on obtient la polarisation non-linéaire appliquée à l'enveloppe  $A$  qui peut ainsi être introduite dans l'équation (1.13) :

$$p_{NL}(z,t) = 2\varepsilon_0 n_2 n_L A(z,t) \times \left[ (1 - f_R) \left( |A|^2 + \frac{1}{3} A^2 e^{-2i\omega_0 t} \right) + f_R \int_{-\infty}^{+\infty} h_R(\tau_1) |A(z,t - \tau_1)|^2 d\tau_1 \right] \quad (5.2)$$

En effectuant le même développement que dans la section (1.3) et en introduisant l'expression précédente de  $p_{NL}$ , on obtient l'équation (5.3) présentée comme : *équation non-linéaire d'enveloppe généralisée* (GNEE). Elle décrit dans le domaine temporel la propagation de l'enveloppe  $A$  (enveloppe de la partie co-propagative du champ  $E$ ) de l'impulsion dans le référentiel du laboratoire (fixe), selon l'axe longitudinal  $z$  de la fibre optique étudiée.

$$\left[ \frac{\partial}{\partial z} - i\hat{D} + \frac{\alpha}{2} \right] A(z,t) = i\gamma(\omega_0) \left[ 1 + i\tau_{shock} \frac{\partial}{\partial t} \right] A(z,t) \times \left[ (1 - f_R) \left( |A|^2 + \frac{1}{3} A^2 e^{-2i\omega_0 t} \right) + f_R \int_{-\infty}^{+\infty} h_R(\tau_1) |A(z,t - \tau_1)|^2 d\tau_1 \right] \quad (5.3)$$

avec l'opérateur dispersion suivant :

$$\hat{D} = \sum_{m \geq 0} \frac{i^{m+1}}{m!} \left( \frac{\partial^m \beta}{\partial \omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \frac{\partial^m}{\partial t^m} \quad (5.4)$$

Cependant, il est possible de réaliser une étude dans le repère se déplaçant avec l'enveloppe de l'impulsion à la vitesse de groupe  $v_g$ , en employant la transformation décrite à la section (1.3). L'équation (5.3) devient alors dans le repère mobile :

$$\left[ \frac{\partial}{\partial z} - i\widehat{D}' + \frac{\alpha}{2} \right] A(z,t) = i\gamma(\omega_0) \left[ 1 + i\tau_{shock} \frac{\partial}{\partial t} \right] A(z,t) \times \left[ (1 - f_R) \left( |A|^2 + \frac{1}{3} A^2 e^{-2i(\omega_0 t - (\beta_0)_{\omega_0} z + (\beta_1)_{\omega_0} \omega_0 z)} \right) + f_R \int_{-\infty}^{+\infty} h_R(\tau_1) |A(z, t - \tau_1)|^2 d\tau_1 \right] \quad (5.5)$$

avec l'opérateur  $\widehat{D}'$  défini comme :

$$\widehat{D}' = \sum_{m \geq 2} \frac{i^{m+1}}{m!} \left( \frac{\partial^m \beta}{\partial \omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \frac{\partial^m}{\partial T^m} \equiv [\beta(\omega) - (\beta_0)_{\omega_0} - (\omega - \omega_0)(\beta_1)_{\omega_0}] \quad (5.6)$$

On rappelle que cette équation a été obtenue suite au développement de l'équation d'onde (1.13) avec une seule approximation qui est de négliger la contribution de la composante contra-propagative du champ. Cette approximation a déjà été justifiée par des études numériques précédentes basées sur l'intégration directe des équations de Maxwell, dans le cadre de propagation avec des niveaux d'intensité en dessous des seuils de dommage diélectrique [Mizuta, 2005 ; Kinsler, 2005]. Cette équation (GNEE) peut être aisément résolue numériquement en utilisant la méthode de Fourier à pas divisés utilisée précédemment (voir chapitre I), et la transformation dans un repère mobile peut également être mise en application pour améliorer l'efficacité informatique [Agrawal, 2001]. Les conditions initiales sur l'enveloppe  $A$  sont déterminées à partir du champ d'entrée  $E = [Ae^{-i\omega_0 t} + c.c.]/2$ , et les conditions initiales sur le décalage de phase de l'enveloppe porteuse peuvent être indiquées par un terme constant de phase additionnelle du type :  $exp(i\Delta\phi_{CEO})$ . Ici, on effectue une normalisation de telle sorte que  $E$  soit en  $W^{1/2}$ . L'enveloppe résultante de sortie déterminée, le champ correspondant peut être ensuite reconstruit, en tenant compte sans restriction de la structure temporelle qui peut être incorporée dans l'enveloppe, et des dynamiques sub-cycle optique, si présentes.

Enfin, de manière générale on remarque que les équations (5.3-5.5) sont similaires aux équations décrivant la propagation de l'enveloppe dans la littérature [Agrawal, 2001] avec une extension du terme de choc optique et l'apparition d'un terme pouvant décrire la génération de troisième harmonique. Dans un premier temps, une validation de la modélisation basée sur cette équation non-linéaire d'enveloppe généralisée est nécessaire avant d'aborder par la suite l'étude de la génération de troisième harmonique.

## 5.2 Validation de l'équation non-linéaire d'enveloppe généralisée

Pour illustrer et valider l'utilisation de l'équation (5.3) pour modéliser la dynamique sub-cycle optique et la génération d'harmoniques, on effectue une étude numérique de la propagation unidimensionnelle dans des conditions menant à la génération de choc optique [Genty, 2007], précédemment examinées seulement par des modélisations basées sur la solution directe des équations de Maxwell [Rosen, 1965 ; Flesh, 1996 ; Gilles, 1999]. Les résultats de validation de l'équation d'enveloppe non-linéaire généralisée ont été obtenus dans le cadre d'une collaboration avec G. Genty (Helsinki University of Technology) et P. Kinsler (Imperial College, London) permettant la comparaison de modélisations basées sur la GNEE dans le domaine temporel et le domaine des fréquences avec une modélisation basée directement sur les équations de Maxwell (méthode PSSD : Pseudo Spectral Spatial Domain).

### 5.2.1 Premier test de validation

Ici on considère des impulsions de type sécante hyperbolique de durée 5 fs (FWHM) à 830 nm et d'intensité  $I_0 = P_0/A_{eff} = 4,6 \times 10^{17} \text{W.m}^{-2}$ , se propageant en l'absence de dispersion et de diffusion Raman, et on suppose le décalage de phase initial de l'enveloppe porteuse à zéro. La force non-linéaire initiale est  $\delta n = n_2 I_0 = (c/w_0)\gamma P_0 = 1,2 \times 10^{-2}$ . Les simulations de GNEE pour une propagation de  $2,81 \mu\text{m}$  sont présentées à la figure (5.1). Dans ces conditions, la théorie prédit le début d'un effet de choc sur la porteuse [Rosen, 1965 ; Flesh, 1996 ; Gilles, 1999]. La figure (5.1a) montre le champ de sortie temporel reconstruit, avec l'auto-raïdissement prévu de la porteuse mis en évidence dans la vue éclatée de la figure (5.1b) (trait continu).

Physiquement, le choc résulte de la génération d'harmoniques multiples d'ordre impair qui sont observés dans le spectre correspondant de la figure (5.1c) (trait continu). La génération de cascade d'harmoniques d'ordre impair résulte de la non-linéarité d'ordre 3 :  $\chi^{(3)}$  mélangeant les champs de pompe et harmoniques à travers des processus tels que  $w_0 + w_0 + 3w_0 = 5w_0$ ,  $w_0 + w_0 + 5w_0 = 7w_0 \dots$

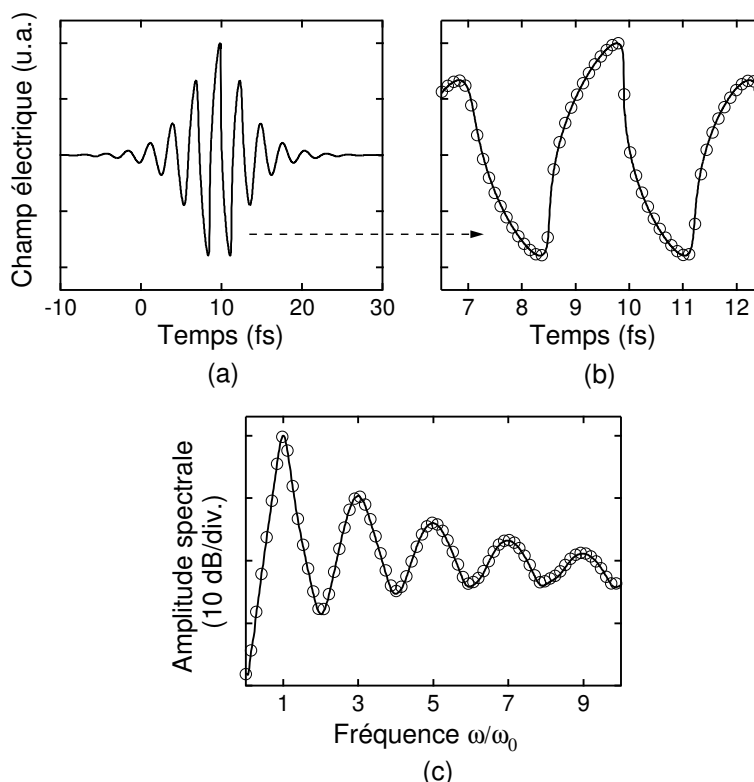


FIG. 5.1 – Résultats des simulations négligeant la dispersion : (a) profil du champ temporel  $E$ , (b) détails du choc sur la porteuse, et (c) amplitude spectrale du champ. Les simulations GNEE et PSSD sont respectivement représentées par des traits continus et des cercles.

La validité des simulations de GNEE a été examinée par une comparaison avec des résultats de l'intégration numérique directe des équations du Maxwell, utilisant la méthode PSSD : Pseudo Spectral Spatial Domain [Tyrrell, 2005]. Les simulations de PSSD sont sans approximation et incluent les champs co-propagatif et contra-propagatif. Les résultats sont montrés dans la figure (5.1b-c) (cercles). Un accord quantitatif remarquable avec les résultats de GNEE est obtenu, même pour ce cas extrême où l'élargissement spectral se prolonge sur plus de 10 fois la fréquence porteuse. De plus, l'auto-raïdissement de la porteuse est observé sur les détails du choc (vue éclatée), en particulier sur le front descendant du champ sur une échelle de temps inférieure à 50 attosecondes.

Ces résultats confirment donc que l'approche par GNEE peut être employée pour modé-

liser précisément des dynamiques sub-cycle optique. Il a été également vérifié que le modèle GNEE reproduit les effets dynamiques non-linéaires qui dépendent du décalage de phase de l'enveloppe porteuse [Kinsler, 2007 ; Genty, 2007].

### 5.2.2 Effet de la dispersion

La figure (5.2) montre un test supplémentaire de la modélisation GNEE, utilisant les mêmes paramètres que précédemment mais comprenant également la dispersion de la silice par un développement de Sellmeier approprié [Kalosha, 2000]. Pour se concentrer sur les modifications introduites par la dispersion, on pose  $\tau_{shock} = 1/\omega_0$  et on néglige la diffusion Raman. Les résultats de GNEE montrant le champ temporel reconstruit de sortie après 100  $\mu m$  de propagation sont montrés à la figure (5.2a), avec une vue éclatée au niveau du centre de l'impulsion à la figure (5.2b) (trait continu). La figure (5.2c) (trait continu) montre le spectre correspondant. Ici, les principales différences dans la dynamique par rapport au test précédent, résultent du décalage du troisième harmonique de la pompe (champ temporel), et de la modulation de phase croisée de la pompe sur le champ de troisième harmonique qui le déplace de la valeur  $3\omega_0$  idéale (amplitude spectrale). En dépit de ces effets supplémentaires introduits par la dispersion, les simulations de GNEE sont encore en excellent accord avec l'intégration numérique des équations de Maxwell montrée dans les figures (5.2b-c) (cercles). Il faut noter également qu'une propagation sur 100  $\mu m$  est commode dans ce cas pour illustrer clairement l'élargissement de la pompe et les signatures du phénomène de génération de troisième harmonique (THG). De plus, des simulations additionnelles confirment l'accord entre les simulations de GNEE et les équations de Maxwell sur des distances de propagation de l'ordre du millimètre, lorsque les caractéristiques spectrales sont encore plus complexes [Genty, 2007].

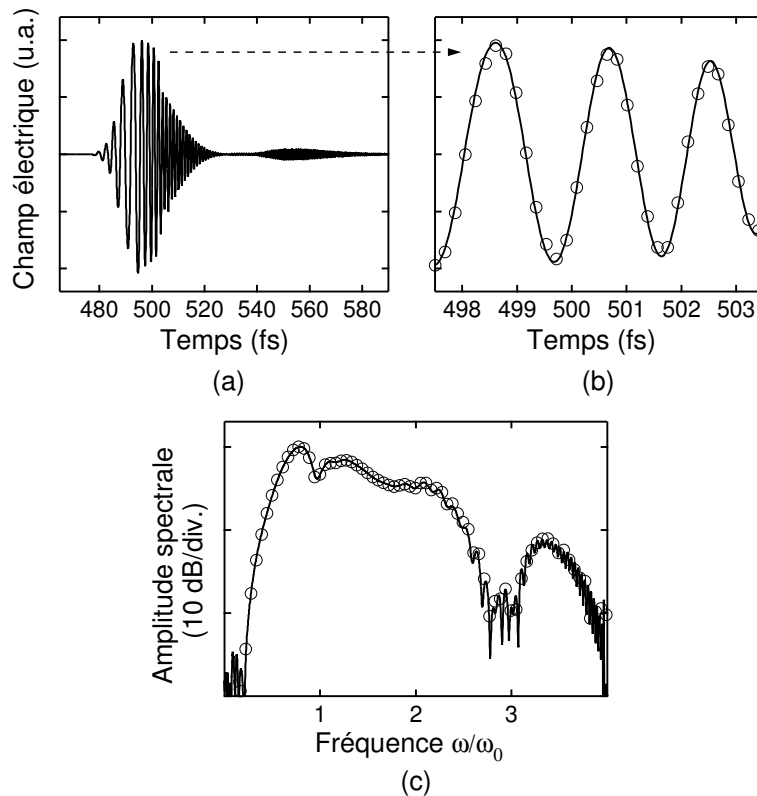


FIG. 5.2 – Résultats des simulations avec dispersion : (a) profil du champ temporel  $E$ , (b) détails du profil au centre, et (c) amplitude spectrale du champ. Les simulations GNEE et PSSD sont respectivement représentées par des traits continus et des cercles.

De manière générale, on met en évidence que l'équation de propagation de GNEE, présentée ici, modélise exactement la génération de composantes de fréquence d'harmoniques et les effets de choc sub-cycle optique sur la porteuse, résultant de la propagation non-linéaire dans un milieu  $\chi^{(3)}$ . Ceci est explicitement confirmé par les comparaisons des simulations de GNEE et de PSSD.

## 5.3 Génération de troisième harmonique dans une fibre optique à forte non-linéarité

### 5.3.1 Rappels sur le processus de génération de troisième harmonique

La génération de troisième harmonique (THG) est l'un des processus optiques non-linéaires de base, issu de la non-linéarité d'ordre 3, qui a été intensément étudié et utilisé pour de nombreuses applications quelques années après la découverte du laser [Armstrong, 1962; New, 1967]. Ce processus non-linéaire est maintenant employé couramment pour produire des sources de rayonnement de courtes longueurs d'onde dans l'ultraviolet, pour des applications de microscopie, d'imagerie haute résolution, de spectroscopie, de caractérisation de matériaux, d'usinage et de micro-fabrication.

De manière générale, la génération d'harmonique est une façon pratique de produire de nouvelles fréquences. En particulier, la génération de troisième harmonique à partir de sources dans l'infrarouge (800-1064 nm) est souvent utilisée comme source de lumière dans l'ultraviolet (UV). Les techniques employées font appel généralement soit à la combinaison des propriétés de génération de second harmonique ( $\omega + \omega = 2\omega$ ) et de fréquence somme  $2\omega + \omega = 3\omega$  dans des cristaux avec une non-linéarité d'ordre 2, soit à la génération de troisième harmonique dans les gaz [Shen, 1984]. En effet, la conversion directe en troisième harmonique est peu utilisée, ceci est dû en particulier à la faible susceptibilité non-linéaire d'ordre 3 des matériaux optiques disponibles et à la difficulté d'obtenir l'accord de phase entre l'onde fondamentale et son troisième harmonique. Dans ces conditions, il est nécessaire d'utiliser des puissances extrêmement élevées d'onde pompe atteignant parfois le seuil de dommage des matériaux [Shen, 1984]. Actuellement, seuls les dispositifs utilisant des gaz comme milieu non-linéaire dans des cellules, des fibres à cœur creux, ou sous forme de jets, permettent la génération directe et efficace d'harmoniques d'ordre impair. La génération d'harmoniques est typiquement observée en utilisant des sources lasers d'intensités comprises dans la gamme de  $10^{14}$  à  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> [Boyd, 2003].

Dans le cadre des fibres optiques et de leur dispersion, une génération de troisième harmonique efficace nécessite un accord de phase entre l'onde pompe et le troisième harmonique tel que :

$$\kappa = |\Delta\beta| = |\beta_{3\omega_0} - 3\beta_{\omega_0}| = 0 \quad (5.7)$$

Or, les caractéristiques de  $\beta = n_{eff}\omega/c$  en fonction de la fréquence ne permettent pas généralement de satisfaire cet accord de phase. En considérant que le désaccord de phase  $\Delta k$  est différent de zéro, on obtient cependant la génération de troisième harmonique avec une faible amplitude oscillant périodiquement avec la distance de propagation [Boyd, 2003]. La période de ces oscillations est définie par la longueur de cohérence suivante :

$$L_{coh} = \frac{2\pi}{|\Delta\beta|} = \frac{2\pi}{|\beta_{3\omega} - 3\beta_{\omega}|} \quad (5.8)$$

Le troisième harmonique atteint son amplitude maximale pour une distance de propagation égale à  $L_{coh}/2$ , cette longueur de cohérence étant de l'ordre de 20  $\mu$ m dans des fibres optiques en silice.



Depuis les premières observations de composantes spectrales correspondantes au processus de THG dans les fibres optiques conventionnelles [Gabriagues, 1983 ; Thøgersen, 1994], il y a eu récemment un renouveau de l'intérêt de son observation en utilisant une variété de guides d'ondes comme les PCF. En effet, il est possible de satisfaire la condition d'accord de phase intermodale pour le processus de THG dans les fibres optiques présentant une différence d'indice élevée à l'interface cœur-gaine. De nombreuses études précédentes ont montré la possibilité de conversion efficace de fréquence vers les courtes longueurs d'onde par un processus de THG dans les modes d'ordre supérieur des PCF [Omenetto, 2001 ; Efimov, 2003 ; Serebryannikov, 2006]. Spécifiquement, dans le cas d'impulsions pompe de puissance élevée, plusieurs études détaillées ont exploré également l'effet de la modulation de phase croisée (XPM) entre la pompe et le troisième harmonique, qui déplace la fréquence de génération observée de la position attendue du troisième harmonique [Zheltikov, 2005 ; Ivanov, 2006]. Cependant, seules quelques études ont rapporté l'observation de la génération de troisième harmonique dans le mode fondamental de la fibre étudiée, en particulier dans le cadre de l'emploi de fibres optiques en silice dopée germanium [Nicácio, 1993].

### 5.3.2 Observations expérimentales

Pendant les expériences de compression d'impulsions décrites dans le chapitre précédent, il a été observé une conversion de fréquence semblable au THG dans la fibre fortement non-linéaire (HNL-ADSF) dédiée à la compression (voir spectre 5.3).

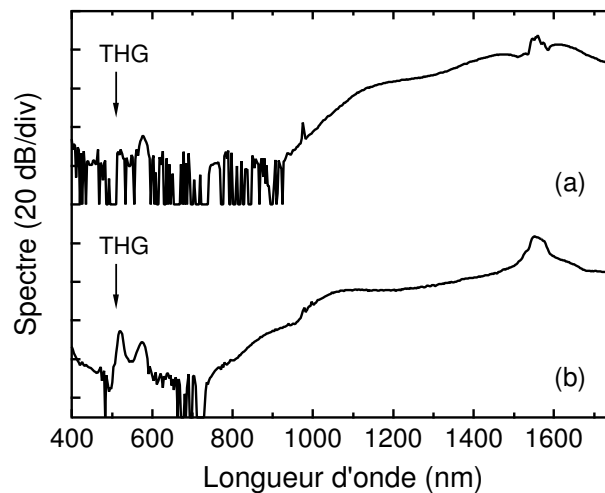


FIG. 5.3 – Spectres mesurés sur la gamme 350-1750 nm dans le cadre (a) de la compression à 1560 nm des impulsions de 89 fs ( $P_{moy} = 30mW$ ) dans 7 cm de HNLF et (b) lors de la compression des impulsions de 98 fs ( $P_{moy} = 50mW$ ) dans 4,5 cm de HNLF. Le troisième harmonique de la pompe est indiqué par une flèche, sa longueur d'onde est 520 nm.

Les spectres expérimentaux relevés avec les deux dispositifs de compression montrent l'élargissement spectral non-linéaire simultané autour de la pompe aussi bien qu'une série de composantes spectrales déplacées du troisième harmonique sur la gamme 400-580 nm ( $\lambda_0 = 1560nm$  ce qui donne  $\lambda_{THG} = \lambda_0/3 = 520nm$ ).

Dans un premier temps, des expériences additionnelles ont confirmé que ces composantes ont été seulement générées dans la HNLF (c'est-à-dire qu'elles n'étaient pas présentes à la source ou n'ont pas été produites dans le segment de SMF28), l'observation de composantes spectrales autour de 520 nm a été vérifiée expérimentalement avec seulement 600  $\mu m$  de HNLF (voir spectre de la figure 5.4a). La longueur de SMF est toujours gardée à une valeur de 1 m. Les visualisations directes des spectres et de l'image du mode ont été effectuées pour éviter

les éventuels artefacts. En effet, le profil (vert) mesuré du mode est montré également dans la figure (5.4a).

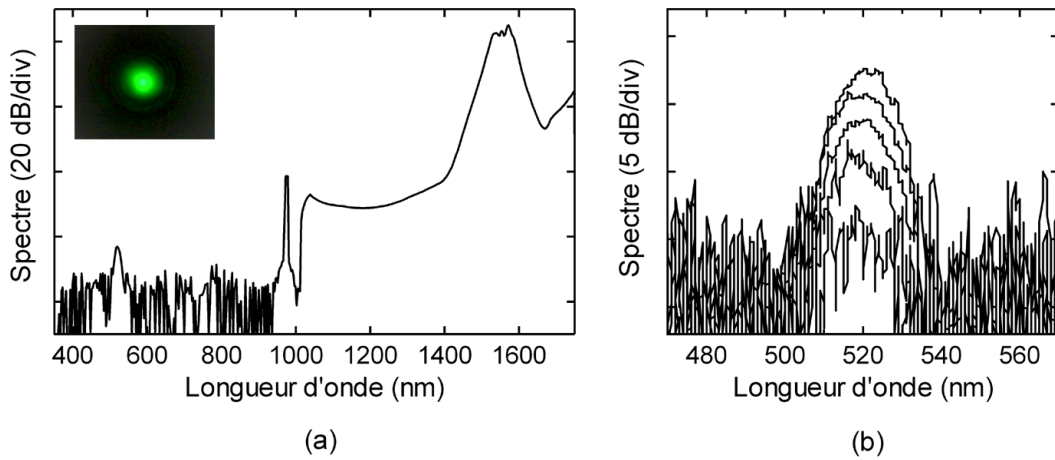


FIG. 5.4 – (a) Spectre mesuré en sortie de 600  $\mu\text{m}$  de propagation dans la HNLf et une puissance d'entrée de 50 mW des impulsions. Le profil observé du mode (vert) des composantes de THG est présenté en encart. (b) Spectres des composantes de THG obtenus en augmentant la puissance d'entrée des impulsions de 39 à 55 mW par saut de 4 mW.

On remarque que l'amplitude de ces composantes spectrales et en particulier celle correspondante au troisième harmonique, dépend de la puissance des impulsions initiales (voir figure 5.4b). En effet, la dépendance de la puissance du signal de troisième harmonique en fonction de la puissance fondamentale de pompe, est analysée dans la figure (5.5), où on vérifie que la puissance du signal à 520 nm présente une dépendance cubique de la puissance de pompe comme prévue pour un processus de génération de troisième harmonique (voir équation 5.1). Ces mesures démontrant la génération de composantes spectrales à 520 nm dans seulement 600  $\mu\text{m}$  de HNLf et se propageant dans le mode fondamental, permettent de valider que ces composantes sont le résultat de la génération de troisième harmonique par l'intermédiaire de la non-linéarité d'ordre 3 à partir de l'onde pompe.

Il faut noter que ces résultats diffèrent clairement des récentes études sur la THG dans les PCF, en particulier, faisant intervenir une conversion efficace de fréquence par un processus de THG dans les modes d'ordre supérieur. Ici, il faut préciser que ce processus de THG n'est pas très efficace, malgré la possibilité d'observer à l'œil nu l'harmonique vert en sortie de quelques cm de HNLf, la puissance mesurée des composantes spectrales visibles s'avère être comprise entre 0,1 et 0,5  $\mu\text{W}$ .

Contrairement aux spectres relevés après quelques cm de propagation dans la HNLf, celui obtenu pour 600  $\mu\text{m}$  ne présente plus d'autres composantes spectrales que celles à 520 nm dans le visible. On peut supposer que les composantes vers 500-600 nm décalées de la fréquence idéale du troisième harmonique (figure 5.3) résultent de l'effet de modulation de phase croisée (XPM) entre la pompe et le troisième harmonique. Ce phénomène a déjà été démontré dans des études précédentes [Zheltikov, 2005 ; Ivanov, 2006]. En effet, l'élargissement spectral de la pompe par automodulation de phase a pour effet d'étendre radicalement le spectre des composantes de troisième harmonique. Dans le cadre de décalages de phase non-linéaire non-négligeables, les effets d'accord de phase ne sont plus découplés de l'influence du spectre de la pompe. Cela se traduit dans le domaine temporel, par le fait que les composantes de troisième harmonique générées sur les premiers pas de propagation tendent à se séparer en deux impulsions. La première partie se propage donc à la vitesse de groupe du troisième harmonique et se décale de la pompe. Par contre, la deuxième partie représente également des composantes de troisième harmonique, mais se propageant avec la pompe à la suite d'un accord de phase rendu possible par l'automodulation de phase subie par la pompe. Ce dernier

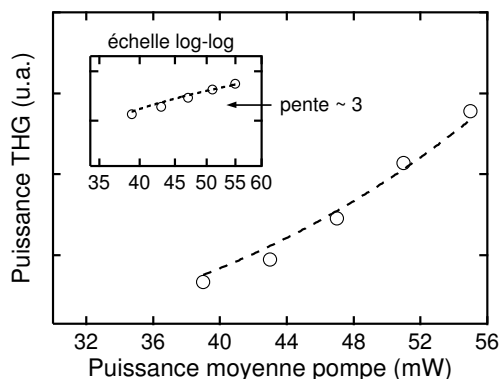


FIG. 5.5 – Représentation de la puissance du signal de troisième harmonique en fonction de la puissance moyenne de pompe obtenue, à partir des spectres expérimentaux (cercles). Mise en évidence de la dépendance cubique du signal de THG par la représentation d'un ajustement cubique (trait pointillé). On vérifie sur une échelle log-log (encart) la pente de la droite.

processus a pour conséquence l'observation de l'élargissement spectral de cette deuxième partie des composantes de troisième harmonique qui tend vers un décalage par rapport à la position  $3\omega_0$ . On a pu néanmoins le confirmer expérimentalement en observant que l'amplitude et le décalage de ces composantes de la position idéale (à 520 nm) dû à un effet de XPM, dépendent de la distance de propagation et de la puissance d'entrée des impulsions.

Dans un deuxième temps, d'autres relevés de spectres expérimentaux supplémentaires ont été effectués pour des longueurs de HNLF supérieures, allant de quelques dizaines de cm jusqu'à la longueur maximale disponible avec cette fibre, qui est une propagation sur 90 m. L'exemple du spectre de sortie correspondant à la propagation de 90 m est présenté à la figure (5.6). On remarque de manière générale que l'augmentation de la longueur de propagation permet la croissance des composantes spectrales générées dans le visible, mais elles sont décalées de la longueur d'onde du troisième harmonique. En effet, le pic spectral maximum observé dans le visible est maintenant centré à 500 nm. En ce qui concerne l'amplitude du troisième harmonique (à 520 nm), on vérifie que l'augmentation de la distance de propagation au-delà de quelques cm n'a que très peu d'effet, excepté la génération plus efficace de nouvelles fréquences dans le visible par le phénomène de XPM, dont l'amplitude croît avec la propagation. Ceci vient confirmer le fait que l'accord de phase entre la pompe et le troisième harmonique n'est pas satisfait initialement, même si les pertes de la fibre dans le visible sont à prendre en considération.

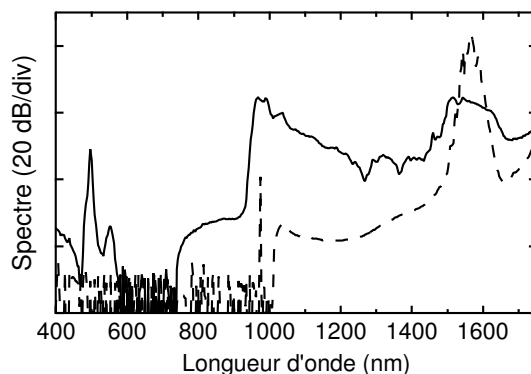


FIG. 5.6 – Spectre mesuré après 90 m de propagation dans la HNLF avec une puissance moyenne injectée des impulsions de 50 mW (trait continu). Le spectre mesuré des impulsions pompe initiales en sortie de la jarrettière SMF est également représenté (trait pointillé), on note la présence de la pompe résiduelle de la source à 980nm.

Enfin, ces résultats expérimentaux montrent un rendement de conversion très faible du processus de THG (sans accord de phase) dans cette HNLF. Il est possible que la conversion de fréquence efficace de ce type pourrait être possible avec l'optimisation appropriée de la conception de fibres optiques [Grubsky, 2005].

### 5.3.3 Simulations numériques

Afin de valider les observations expérimentales précédentes, on emploie l'extension de l'équation d'enveloppe non-linéaire développée à la section (5.1) dans les simulations numériques pour permettre la modélisation du processus de THG. Pour effectuer ces simulations numériques, il est nécessaire de déterminer les caractéristiques de dispersion et d'aire effective du mode fondamental guidé dans la fibre étudiée (HNL-ADSF) sur la région spectrale 200-3000 nm. Ces données n'étant pas fournies par le constructeur, on effectue une résolution de l'équation d'onde pour la distribution transverse  $\tilde{F}(x,y,\omega)$  du champ (voir chapitre I), acceptant des fonctions de Bessel comme solutions [Snyder, 2000]. L'obtention de la distribution du champ pour le mode fondamental  $HE_{11}$  dépend donc de plusieurs paramètres du profil d'indice de la fibre. En particulier, le diamètre et le dopage germanium du cœur de la HNLF étudiée sont pris en compte dans ce calcul de mode intégrant la formulation de Sellmeier pour l'indice de réfraction de la silice (pour la gaine) et de la silice dopée (pour le cœur). On considère un profil d'indice simplifié de la HNLF, équivalent à un seul saut d'indice. Les paramètres de dopage et de diamètre du cœur sont ajustés (diamètre  $\simeq 3,4\mu\text{m}$  et dopage  $\simeq 30\%$ ) de telle façon que la dispersion et l'aire effective calculées se superposent aux valeurs constructeurs disponibles dans la gamme 1510-1620 nm (voir section 2.1.2). Une image réalisée au microscope électronique à balayage vient également confirmer le diamètre du cœur de la HNLF. La figure (5.7) présente ces différentes comparaisons, permettant de valider les caractéristiques calculées de dispersion et de non-linéarité de la HNLF, utilisées par la suite dans la modélisation de la THG.

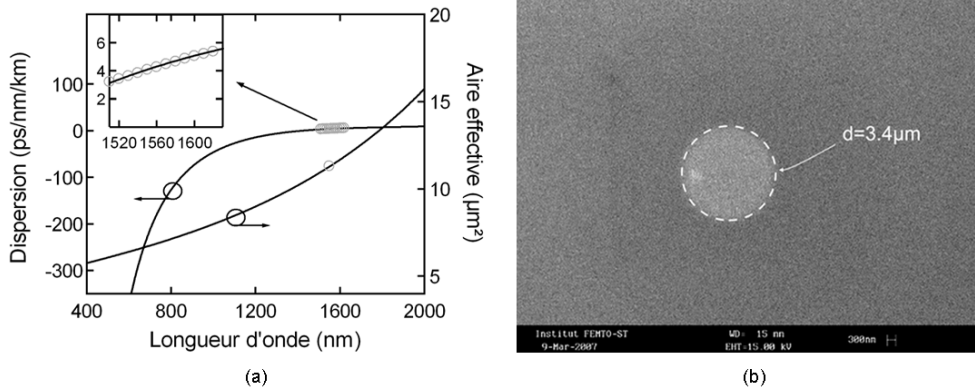


FIG. 5.7 – (a) Caractéristiques de dispersion et d'aire effective en fonction de la longueur d'onde calculées pour la fibre HNLF-ADSF (trait continu) et comparées aux données constructeur (cercles). (b) Image MEB de la fibre HNLF-ADSF réalisée à l'Institut FEMTO-ST. Le centre de la fibre montre un niveau de gris plus faible et peut être considérée comme dû à la présence d'un dopage germanium important et permet de confirmer le diamètre de cœur de la fibre (obtenu par simulation) mis en évidence par les pointillés.

Pour modéliser le processus de THG observé dans les expériences précédentes, on considère dans les simulations numériques suivantes des impulsions initiales de type sécante hyperbolique avec des piédestaux, équivalentes aux impulsions caractérisées par la technique FROG. En effet, les impulsions déconvoluées suite aux mesures introduisent initialement trop de bruit aux courtes longueurs d'onde dans les simulations et ne peuvent être utilisées pour démontrer

la génération de faibles composantes spectrales dans le visible. Ces conditions initiales modifiées induisent par conséquent les différences observées dans les comparaisons des spectres expérimentaux et numériques présentées ci-dessous, notamment au niveau de l'élargissement de la pompe.

Tout d'abord, la figure (5.8a) montre la comparaison des spectres : expérimental et numérique après  $600 \mu\text{m}$  de propagation dans la HNLF. Les conditions initiales des impulsions sont identiques à celles de la figure (5.4a). L'évolution de l'énergie des composantes spectrales du troisième harmonique obtenue par simulation en fonction de la distance de propagation est également représentée dans la figure (5.8b). Cette comparaison confirme ici la génération du troisième harmonique à la longueur d'onde centrale de  $520 \text{ nm}$ , avec une évolution de son énergie oscillant avec la distance de propagation, la période de ces oscillations est égale à  $L_{coh} = 2\pi/|\Delta\beta| \simeq 15\mu\text{m}$ , comme décrit à la section (5.3.1).

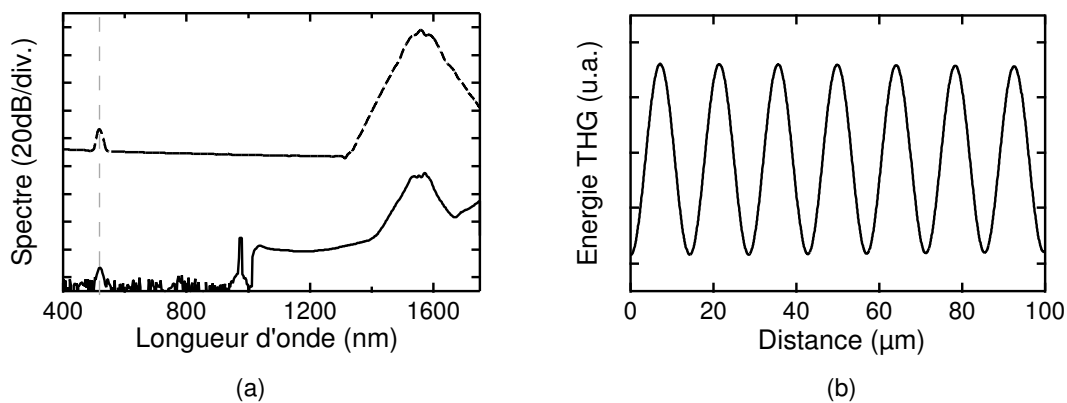


FIG. 5.8 – (a) Comparaison des spectres : expérimental (trait continu) et numérique (trait pointillé) après  $600 \mu\text{m}$  de propagation dans la HNLF et une puissance d'entrée de  $50 \text{ mW}$  des impulsions. La position du troisième harmonique est mis en évidence par la ligne en pointillés. (b) Evolution de l'énergie du troisième harmonique généré en fonction de la distance de propagation, obtenue par simulation numérique.

Ensuite, on effectue les simulations numériques dans le cadre des deux dispositifs de compression présentés dans le chapitre précédent et dont les spectres expérimentaux sont présentés à la figure (5.3). La figure (5.9a) présente la comparaison des spectres : expérimental et numérique pour les conditions du premier dispositif de compression, alors que la figure (5.9b) montre la comparaison pour le deuxième dispositif de compression. De manière générale, on remarque dans les deux cas, que les simulations numériques confirment la génération du troisième harmonique à  $520 \text{ nm}$  ainsi que la génération d'autres composantes spectrales décalées de la position du troisième harmonique, celles-ci étant le résultat d'un processus de XPM entre la pompe et le troisième harmonique. On observe clairement un bon accord entre les résultats numériques et expérimentaux pour les positions en longueur d'onde et les amplitudes de ces différentes composantes générées dans le visible. Ces premières comparaisons de résultats expérimentaux et de modélisation par la GNEE du processus de THG dans une fibre optique commerciale à forte non-linéarité permettent de mettre en évidence la possibilité d'observer ce phénomène non-linéaire avec une source fibrée commerciale, mais également la possibilité de le prévoir à l'aide d'un outil numérique simple.

Enfin, on a vérifié que l'introduction du terme modélisant la génération de troisième harmonique dans les simulations ne modifiait pas les dynamiques d'élargissement spectral et de compression temporelle présentées dans le chapitre précédent, en effet ici, seules des conversions de fréquences par THG de faible efficacité ont été mises en jeu. Des simulations numériques supplémentaires ont également mis en évidence que le processus de THG dépend fortement de l'intensité injectée  $I_0 = P_0/A_{eff}$ , en particulier une intensité de  $10^{14} \text{ W/m}^2$  a été

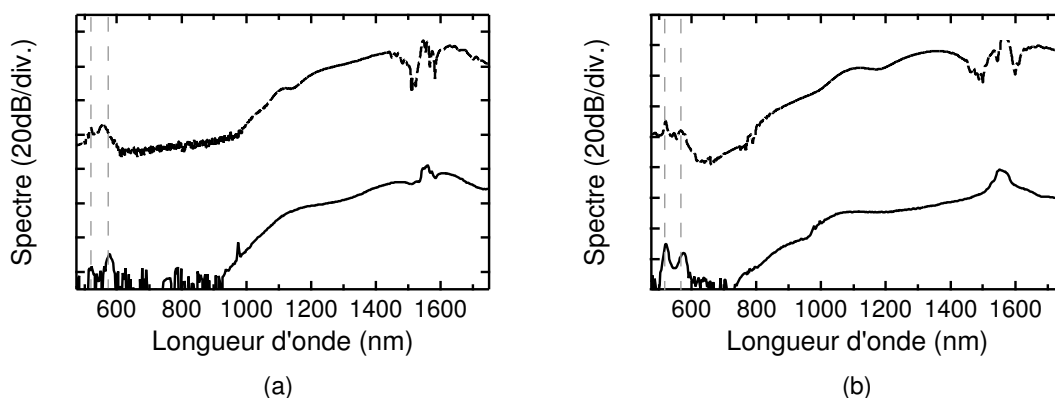


FIG. 5.9 – (a) Comparaison des spectres : expérimental (trait continu) et numérique (trait pointillé) après 7 cm de propagation dans la HNLF et une puissance d'entrée de 30 mW des impulsions. (b) Comparaison des spectres : expérimental (trait continu) et numérique (trait pointillé) après 4,5 cm de propagation dans la HNLF et une puissance d'entrée de 50 mW des impulsions. Dans les deux cas, les positions du troisième harmonique et de la bande XPM sont mis en évidence par les lignes en pointillés.

relevée numériquement, comme un seuil à partir duquel la conversion de fréquence peut être observée dans la HNLF, quelle que soit la durée des impulsions initiales.

## 5.4 Conclusion et perspectives

Ce chapitre a présenté l'extension de l'équation d'enveloppe non-linéaire développée au chapitre I, intégrant maintenant le terme pouvant modéliser la génération de troisième harmonique. L'emploi de cette équation pour la modélisation de la propagation d'impulsions ultracourtes a été validé dans un premier temps avec des comparaisons avec la modélisation PSSD (basée sur les équations de Maxwell) dans des conditions de propagation menant à la génération de composantes de fréquence d'harmoniques et des effets de choc sur la porteuse. Dans un deuxième temps, cette modélisation a confirmé les observations expérimentales de THG dans une fibre à forte non-linéarité (HNLF), mettant en évidence de nouvelles perspectives pour la conversion de fréquences dans le visible et vers l'ultraviolet se propageant dans le mode fondamental, à partir de sources de type infrarouge femtoseconde et de fibres optiques à forte non-linéarité.

Il faut souligner que l'équation non-linéaire d'enveloppe généralisée (GNEE) possède un certain nombre de caractéristiques particulières, lorsqu'elle est comparée aux autres modèles de propagation, notamment son expression similaire au formalisme NLSE familier aux fibres optiques, et son exécution numérique commode à travers des modifications simples des modèles de NLSE utilisés pour la modélisation de génération de supercontinuum. Les éléments principaux de cette approche comparée aux modèles existants, sont l'identification explicite d'un terme de génération de troisième harmonique dans la polarisation non-linéaire, ainsi que l'intégration directe des effets de la porteuse à l'intérieur de l'enveloppe complexe. Ceci permet de quitter les approximations habituelles du type "enveloppe lentement variable", qui ont limité précédemment l'application des approches du type enveloppe aux régimes sub-cycle optique.

Concernant les perspectives, il est possible d'appliquer cette modélisation pour de futures expériences de génération de supercontinuum dans des guides d'ondes fortement non-linéaires tels que des nanofils de fibres microstructurées air/silice. À cet effet, on présente les résultats obtenus de la propagation dans un nanofil de silice de diamètre 600 nm, en prenant en compte les effets de diffusion Raman, de dispersion et d'aire effective dépendant de la longueur d'onde,

cependant les pertes ont été négligées [Foster, 2005]. Pour des impulsions de pompe de 50 fs (FWHM) et de puissance crête 500 kW à 1060 nm, la figure (5.10) (trait continu) montre le spectre simulé après 40  $\mu\text{m}$  de propagation (ici  $\gamma \simeq 340 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ ). Même après cette courte distance, on observe un élargissement remarquable, se prolongeant en fait jusqu'au bord de transparence UV de la silice près de 180 nm.

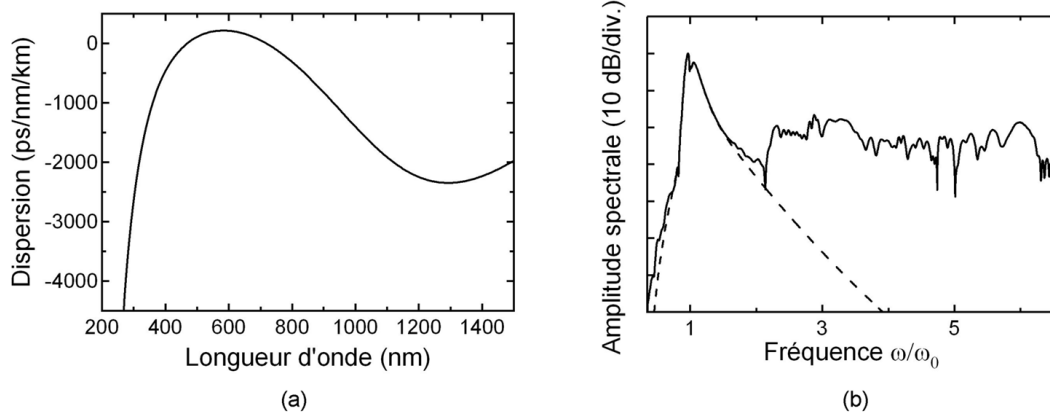


FIG. 5.10 – (a) Courbe de dispersion en fonction de la longueur d'onde calculée pour le nanofil de 600 nm de diamètre. (b) Simulation de génération de supercontinuum dans un nanofil de silice en utilisant la modélisation GNEE avec la réponse non-linéaire totale  $\chi^{(3)}$  incluant le THG (trait continu), et sans le THG (trait pointillé).

Il est important de noter que la comparaison avec les simulations où la modélisation THG n'est pas incluse (trait pointillé) ne montre pas ce degré d'élargissement, de manière très significative. Ceci illustre clairement le rôle important que les effets de la génération d'harmoniques jouent dans ce régime, même dans des conditions ne satisfaisant pas d'accord de phase. On remarque enfin que l'influence de la dispersion originale du nanofil sur la propagation du champ [Foster (2), 2005] joue également un rôle clé pour l'extension de la largeur spectrale au delà de ce qui serait observé avec la dispersion standard de la silice (comparaison avec la figure 5.2).

## 5.5 Références

- Agrawal G. P.**, *Nonlinear Fiber Optics*, 3rd ed. (Academic Press, San Diego, 2001).
- Armstrong J. A.**, N. Bloembergen, J. Ducuing and P. S. Pershan, "Interactions between light waves in a nonlinear dielectric", *Physical Review* **127**, 1918-1939 (1962).
- Boyd R. W.**, *Nonlinear Optics*, 2nd ed. (Academic Press, San Diego, 2003).
- Efimov A.**, A. J. Taylor, F. G. Omenetto, J. C. Knight, W. J. Wadsworth and P. St. J. Russell, "Phase-matched third harmonic generation in microstructured fibers", *Optics Express* **11**, 2567-2576 (2003).
- Flesh R. G.**, A. Pushkarev and J. V. Moloney, "Carrier wave shocking of femtosecond optical pulses", *Physical Review Letters* **76**, 2488-2491 (1996).
- Foster M. A.**, A. L. Gaeta, Q. Cao and R. Trebino, "Soliton-effect compression of supercontinuum to few-cycle durations in photonic nanowires", *Optics Express* **13**, 6848-6855 (2005).
- Foster M. A.** (2), J. M. Dudley, B. Kibler, Q. Cao, D. Lee, R. Trebino and A. L. Gaeta, "Nonlinear pulse propagation and supercontinuum generation in photonic nanowires: experiment and simulation", *Applied Physics B* **81**, 363-367 (2005).
- Gabriagues J. M.**, "Third-harmonic and three-wave sum-frequency light generation in an elliptical-core optical fibers", *Optics Letters* **8**, 183-185 (1983).
- Genty G.**, P. Kinsler, B. Kibler and J. M. Dudley, "Nonlinear envelope equation modeling of sub-cycle dynamics and harmonic generation in nonlinear waveguides", *Optics Express* **15**, 5382-5387 (2007).
- Gilles L.**, J. V. Moloney and L. Vazquez, "Electromagnetic shocks on the optical cycle of ultrashort pulses in triple-resonance lorentz dielectric media with subfemtosecond nonlinear electronic debye relaxation", *Physical Review E* **60**, 1051-1059 (1999).
- Grubsky V.** and A. Savchenko, "Glass micro-fibers for efficient third harmonic generation", *Optics Express* **13**, 6798-6806 (2005).
- Ivanov A. A.**, D. Lorenc, I. Bugar, F. Uherek, E. E. Serebryannikov, S. O. Koronov, M. V. Alfimov, D. Chorvat and A. M. Zheltikov, "Multimode anharmonic third-order harmonic generation in a photonic-crystal fiber", *Physical Review E* **73**, 016610 1-7 (2006).
- Hellwarth R.**, "Third-order optical susceptibilities of liquids and solids", *Progress in Quantum Electronics* **5**, 1-68 (1977).
- Kalosha V. P.** and J. Herrmann, "Self-phase modulation and compression of few-optical-cycle pulses", *Physical Review A* **62**, 011804(R) 1-4 (2000).
- Kinsler P.**, S. B. P. Radnor and G. H. C. New, "Theory of directional pulse propagation", *Physical Review A* **72**, 063807 1-11 (2005).
- Kinsler P.**, S. B. P. Radnor, J. Tyrrell and G. H. C. New, "Optical carrier wave shocking: Detection and dispersion", *Physical Review E* **75**, 066603 1-9 (2007).



**Mizuta Y.**, M. Nagasawa, M. Ohtani and M. Yamashita, "Nonlinear propagation analysis of few-optical-cycle pulses for subfemtosecond pulse compression and carrier envelope phase effect", *Physical Review A* **72**, 063802 1-20 (2005).

**New G. H. C.** and J. F. Ward, "Optical third-harmonic generation in gases", *Physical Review Letters* **19**, 556-559 (1967).

**Nicácio D. L.**, E. A. Gouveia, N. M. Borges and A. S. Gouveia-Neto, "Third-harmonic generation in  $GeO_2$ -doped silica single-mode optical fibers", *Applied Physics Letters* **62**, 2179-2181 (1993).

**Omenetto F. G.**, A. J. Taylor, M. D. Moores, J. Arriaga, J. C. Knight, W. J. Wadsworth and P. St. J. Russell, "Simultaneous generation of spectrally distinct third harmonics in a photonic crystal fiber", *Optics Letters* **26**, 1158-1160 (2001).

**Rosen G.**, "Electromagnetic shocks and the self-annihilation of intense linearly polarized radiation in an ideal dielectric material", *Physical Review* **139**, A539-A543 (1965).

**Serebryannikov E. E.**, A. B. Fedotov, A. M. Zheltikov, A. A. Ivanov, M. V. Alfimov, V. I. Beloglazov, N. B. Skibina, D. V. Skryabin, A. V. Yulin and J. C. Knight, "Third harmonic generation by Raman-shifted solitons in a photonic-crystal fiber", *Journal of the Optical Society of America B* **23**, 1975-1980 (2006).

**Shen Y. R.**, *Principles of Nonlinear Optics*, (Wiley, New York, 1984).

**Snyder A. W.** and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*, (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2000).

**Thøgersen J.** and J. Mark, "Third harmonic generation in standard and erbium-doped fibers", *Optics Communications* **110**, 435-444 (1994).

**Tyrrell J. C. A.**, P. Kinsler and G. H. C. New, "Pseudospectral spatial domain: a new method for nonlinear pulse propagation in the few-cycle regime with arbitrary dispersion", *Journal of Modern Optics* **52**, 973-986 (2005).

**Zheltikov A. M.**, "Third-harmonic generation with no signal at  $3\omega_0$ ", *Physical Review A* **72**, 043812 1-5 (2005).

---

# Conclusion

---

Ce mémoire rapporte les travaux de recherche réalisés dans le cadre de la thèse portant sur la propagation non-linéaire d'impulsions ultracourtes dans les fibres optiques de nouvelle génération. Ils ont été réalisés au sein du département d'Optique P. M. Duffieux de l'Institut FEMTO-ST, sous la direction du Professeur J. M. Dudley. Ces travaux traitent en particulier de la génération de supercontinuum, ainsi que de la mise en forme et la compression d'impulsions en régime femtoseconde. Ils ont abouti, au niveau théorique, à l'extension de l'équation d'enveloppe non-linéaire habituellement utilisée pour simuler la propagation non-linéaire d'impulsions ultracourtes dans les fibres optiques. Cette extension comprend d'une part la prise en compte de la variation en fréquence de l'aire effective du mode guidé, et d'autre part la modélisation de la génération de troisième harmonique. D'un point de vue expérimental, deux dispositifs ultra-compacts, basés sur la seule utilisation de très courtes longueurs de fibres optiques à forte non-linéarité commerciales, ont été réalisés pour des applications de mise en forme et de compression d'impulsions ultracourtes à la longueur d'onde de 1550 nm. La mise au point de tels dispositifs a été effectuée à l'aide d'une caractérisation expérimentale de type SHG-FROG des impulsions, combinée à des simulations numériques de propagation. Le premier dispositif mis en place démontre la génération d'impulsions paraboliques de manière passive, alors que le deuxième permet une compression d'impulsions jusqu'à 20 fs, atteignant le régime de quelques cycles optiques. Enfin, une observation expérimentale de la génération de troisième harmonique dans 600  $\mu\text{m}$  de fibre à forte non-linéarité (se propageant dans le mode fondamental) a été possible à l'aide d'une source fibrée femtoseconde commerciale à 1560 nm.

Tout d'abord, la notion de fibres optiques de nouvelle génération a été introduite dans le premier chapitre, à travers la présentation des fibres à forte non-linéarité en silice dopée et des fibres microstructurées air-silice. En effet, le développement actuel et la conception de ces fibres permet d'améliorer la propriété de non-linéarité des fibres optiques, un paramètre qui est déterminant dans la propagation d'impulsions ultracourtes. Dans un deuxième temps, ce chapitre a permis de rapporter les travaux théoriques effectués concernant le développement de l'équation d'enveloppe non-linéaire décrivant la propagation non-linéaire d'impulsions ultracourtes dans ces fibres optiques. De plus, il faut souligner le fait, que cette équation est le résultat de deux approximations principales qui négligent la composante contra-propagative du champ de manière justifiée, dans sa dérivation à partir des équations de Maxwell et le terme lié au troisième harmonique, qui lui a été introduit au chapitre V.

Ensuite, le deuxième chapitre a exposé les différentes techniques et dispositifs expérimentaux étudiés dans les chapitres suivants. Les caractéristiques des fibres optiques employées ainsi que le dispositif d'autocorrélation résolue en fréquence (SHG-FROG) pour la caractérisation d'impulsions sont également présentés. Une technique de soudure entre fibres à forte non-linéarité en silice dopée (également avec une fibre standard type SMF28) menant à des pertes de l'ordre de 0,1 dB a été rapportée, employant une soudeuse conventionnelle, et malgré

les profils d'indice clairement différents de ces plusieurs fibres optiques. En effet, ces profils d'indice ont pu être mis en évidence par la réalisation d'images de coupe transverse des fibres, au microscope électronique à balayage.

Le troisième chapitre a principalement démontré que la dépendance en fréquence de l'aire effective dans une fibre microstructurée peut contribuer de manière significative à la dispersion de la non-linéarité rencontrée lors de la propagation d'impulsions ultracourtes. De plus, on a montré dans le contexte de l'équation non-linéaire d'enveloppe comment sa prise en compte peut être réalisée de manière simple dans les modélisations numériques existantes, en modifiant le terme caractéristique de choc optique. L'influence précise de cette correction sur la génération de supercontinuum dépend fortement de la longueur d'onde des impulsions pompe. Dans le cas général des supercontinua générés en proche infrarouge, la correction se trouve être faible comparée à la largeur totale des spectres obtenus, néanmoins elle a été mise en évidence expérimentalement. Par contre, cette correction devient de plus en plus significative lorsqu'on fait appel à des longueurs d'onde pompe plus loin dans l'infrarouge, et ne peut plus être négligée, menant alors à une surestimation de l'auto-décalage en fréquence du soliton par effet Raman et donc de l'élargissement du spectre du côté des grandes longueurs d'onde [Kibler, 2005]. Enfin, ce chapitre a exposé des perspectives de la génération de supercontinuum dans les PCF, en effet, deux nouvelles configurations ont été présentées par l'intermédiaire d'études numériques préliminaires. La première configuration fait appel à la conception d'amplification dans les PCF, ici par exemple avec un dopage Ytterbium du cœur de la PCF. On a démontré la possibilité d'élargir le SC des deux côtés du spectre vers l'infrarouge mais aussi vers le visible (un gain de 100 THz sur la largeur totale dont 65 THz dans le bleu), avec de faibles longueurs de PCF. Ensuite, la deuxième configuration utilise le phénomène non-linéaire d'effet tunnel spectral du soliton qui donne la possibilité d'effectuer un processus de transfert en fréquence du soliton vers les grandes longueurs d'onde. Ceci fait appel à la conception de PCF présentant trois longueurs d'onde de dispersion nulle et ne nécessite que de faibles puissances pour l'observer. La mise en évidence numérique du saut spectral du soliton sur plus de 40 THz (1420-1770 nm) a été réalisée. De manière générale, ces premières études numériques ont démontré de réelles capacités et perspectives pour le contrôle et l'amélioration de la génération de supercontinuum.

Dans le quatrième chapitre, deux applications dans la bande de longueurs d'onde des télécommunications autour de 1550 nm sont exposées, employant les fibres à forte non-linéarité en silice dopée (HNLF) qui présentent le meilleur compromis de la non-linéarité, des pertes, de dispersion et d'intégration aux systèmes existants, par rapport aux fibres microstructurées. La première application est la génération passive d'impulsions paraboliques. Cette mise en forme d'impulsions ultracourtes est réalisée à l'aide d'une gestion de dispersion et de la conception de fibres hybrides constituées de plusieurs segments de HNLF différentes, commercialement disponibles. Cette étude constitue la première observation expérimentale de génération passive (sans amplificateur) d'impulsions paraboliques [Kibler, 2006]. En effet, ces résultats présentent la première démonstration expérimentale de génération de similaritons (un profil d'intensité parabolique et un chirp linéaire) dans une fibre à dispersion décroissante (DDF) en forme de peigne, mais également dans une DDF à profil en escalier. Ces dispositifs constitués de seulement quelques segments de HNLF et de longueur totale inférieure à 2 m, permettent également un élargissement spectral autosimilaire non-linéaire, qui peut par conséquent mener à la production d'impulsions (en limite de Fourier) de 60 fs après compression linéaire. L'utilisation de DDF hybride avec un profil équivalent à un profil idéal hyperbolique (soit en forme de peigne ou d'escalier) représente donc une technologie pratique pour la génération d'impulsions paraboliques.

La deuxième application est la compression par effet soliton d'impulsions ultracourtes. L'obtention d'impulsions d'environ 4 cycles optiques est démontrée à l'aide d'une HNLF avec des caractéristiques appropriées. Deux études de compression ont été réalisées. Le premier dis-

positif constitue le deuxième étage de compression d'un système entièrement fibré délivrant des impulsions paraboliques initialement. On met en évidence ici qu'un étage supplémentaire de compression non-linéaire complète la compression des impulsions issues du premier étage de compression linéaire (qui emploie une fibre photonique à bande interdite présentant une large dispersion anormale). Ils sont donc complémentaires et permettent d'atteindre le régime de quelques cycles d'impulsions à 1550 nm. Ce dispositif expérimental constitue actuellement l'une des sources d'impulsions les plus courtes obtenues avec un système entièrement fibré, à la longueur d'onde de 1550 nm [Kibler (2), 2006]. Dans le cadre du deuxième dispositif, on effectue la compression des impulsions délivrées par une source commerciale, et on démontre la possibilité du contrôle de la compression d'impulsions jusqu'au régime sub-30fs par simple ajout d'un court segment de HNLF soudé à la jarrettière SMF de la source commerciale. De manière générale, ces dispositifs ne nécessitent qu'un segment de HNLF de courte longueur allant de quelques cm à plusieurs dizaines de cm, selon les conditions initiales. Ces résultats montrent les possibilités de l'intégration des HNLF dans les systèmes de compression d'impulsions ultracourtes vers 1550 nm, mais également les perspectives de l'obtention d'impulsions de quelques cycles optiques, de manière simple [Kibler, 2007].

Enfin, les dispositifs expérimentaux mis en œuvre ici pour la réalisation de ces deux applications font appel à des longueurs totales de fibres optiques comprises entre 4 cm et 2 m. Ceci montre clairement les perspectives possibles de l'emploi de HNLF permettant la réalisation de modules tout-optiques ultra-compactes pour de multiples fonctions de traitement des signaux. Enfin, bien que ces applications soient démontrées ici à des taux de répétition disponibles de l'ordre de quelques dizaines de MHz, il est envisageable de les transposer sur des systèmes fonctionnant à plusieurs GHz.

Le dernier chapitre a rapporté en premier lieu les travaux théoriques menant à l'extension de l'équation d'enveloppe non-linéaire développée au chapitre I, intégrant maintenant le terme pouvant modéliser la génération de troisième harmonique. Il faut souligner que l'équation non-linéaire d'enveloppe généralisée (GNEE) possède un certain nombre de caractéristiques particulières, lorsqu'elle est comparée aux autres modèles de propagation, notamment son expression similaire au formalisme NLSE familier aux fibres optiques, et son exécution numérique commode à travers des modifications simples des modèles de NLSE utilisés pour la modélisation de génération de supercontinuum. L'emploi de cette équation pour la modélisation de la propagation d'impulsions ultracourtes a été validé dans un premier temps avec des comparaisons avec une modélisation basée sur les équations de Maxwell, dans des conditions de propagation menant à la génération d'harmoniques et des effets de choc sur la porteuse. Dans un deuxième temps, cette modélisation a confirmé les observations expérimentales de génération de troisième harmonique dans une HNLF, mettant en évidence de nouvelles perspectives pour cette conversion de fréquences dans le visible et vers l'ultraviolet se propageant dans le mode fondamental, à partir de sources de type infrarouge femtoseconde et de fibres optiques à forte non-linéarité. Enfin, l'application de cette modélisation pour de futures expériences de génération de supercontinuum à 800 nm dans des guides d'ondes fortement non-linéaires tels que des nanofils de fibres microstructurées air/silice a été présentée, dévoilant un élargissement spectral remarquable, se prolongeant jusqu'au bord de transparence UV de la silice près de 180 nm.

En conclusion de ces travaux de recherche, de nombreuses perspectives sont envisageables concernant des aspects théoriques et expérimentaux. D'un point de vue théorique, en particulier concernant la modélisation d'impulsions dans les fibres optiques fortement non-linéaires, il est évident que l'équation d'enveloppe non-linéaire généralisée présentée permet d'envisager l'étude de dynamiques sub-femtoseconde et de la génération d'harmoniques avec un outil numérique simple et efficace. Cependant, le développement de cette modélisation a été basé sur l'étude de fibres optiques en silice, or il est d'actualité d'utiliser des fibres optiques en silice fortement dopées ou basées sur un autre matériau que la silice. Il semble nécessaire de

prendre en compte les effets déjà démontrés par exemple du dopage germanium des cœurs des fibres en silice, sur les paramètres non-linéaires de modélisation. Une étude détaillée est déjà actuellement en cours concernant la modification des paramètres tels que l'indice de réfraction non-linéaire et le gain Raman, à effectuer en cas de fort dopage, pour une meilleure modélisation de la propagation d'impulsions dans ce type de fibres.

Maintenant d'un point de vue expérimental, il est envisageable de réaliser deux applications de la génération passive d'impulsions paraboliques développée au chapitre IV. La première est un dispositif de compression linéaire des similaritons pour obtenir des impulsions sub-60fs, et la deuxième est la mise en place d'un système tout-optique de transmission idéale sans distorsion par l'utilisation de la transformée de Fourier optique et des impulsions paraboliques. Concernant les travaux de compression non-linéaire exposés dans le chapitre IV, il est possible d'améliorer le couplage du premier dispositif de compression entre la fibre à bande interdite photonique et la HNLF en développant un procédé de soudure spécial, ce qui permettra d'augmenter la puissance des impulsions injectées et d'obtenir un facteur de compression plus important. Des simulations numériques ont déjà été réalisées, montrant la possibilité d'obtenir des impulsions proche de 15 fs, ce qui correspond à 3 cycles optiques. Une autre solution pour compresser toujours plus et de manière efficace les impulsions des deux sources femtosecondes disponibles, pour approcher le régime d'impulsions à un seul cycle optique, est de concevoir une fibre hybride dédiée à la compression, reprenant le concept des fibres à profil de dispersion ou de non-linéarité en peigne (utilisé pour la génération passive de similaritons).

Enfin, il est important de souligner les perspectives émergentes des premières études de génération de supercontinuum effectuées dans la fibre microstructurée air/silice dopée ou à trois zéros de dispersion (chapitre III), ainsi que par les premiers résultats expérimentaux et numériques de la génération de troisième harmonique (chapitre V). Effectivement, il est nécessaire d'envisager des études numériques plus détaillées concernant les capacités d'amélioration de la génération de supercontinuum par les PCF dopées de manière générale, en envisageant d'autres types de dopage. Il en est de même concernant les capacités de contrôle du saut spectral du soliton dans une PCF à trois longueurs d'onde de dispersion nulle. D'autres types de microstructures sont à l'étude pour améliorer l'effet tunnel spectral du soliton. Concernant le processus de génération de troisième harmonique, l'emploi de guides d'ondes plus appropriés à une conversion efficace s'avère un réel challenge et peut aboutir à des élargissements spectraux remarquables.

---

# Liste des acronymes

---

DDF	Dispersion Decreasing Fiber	Fibre à dispersion décroissante
DFP	Dispersion Flattened Fiber	Fibre à dispersion plate
DSF	Dispersion Shifted Fiber	Fibre à dispersion décalée
DW	Dispersive Wave	Onde dispersive
FROG	Frequency Resolved Optical Gating	Corrélation résolue en fréquence
FWHM	Full Width at Half Maximum	Largeur totale à mi-hauteur
FWM	Four Wave Mixing	Mélange à quatre ondes
GNEE	Generalized Nonlinear Envelope Equation	Equation d'enveloppe non-linéaire généralisée
GVD	Group Velocity Dispersion	Dispersion de vitesse de groupe
HNLF	Highly Nonlinear Fiber	Fibre fortement non-linéaire
MEB	Scanning Electron Microscopy (SEM)	Microscope électronique à balayage
NLSE	Nonlinear Schrödinger equation	Equation non-linéaire de Schrödinger
PCF	Photonic Crystal Fiber	Fibre à cristaux photoniques ou microstructurée
PSSD	Pseudo Spectral Spatial Domain (method)	(méthode) Pseudo-spectrale dans le domaine spatial
SBS	Stimulated Brillouin Scattering	Diffusion Brillouin stimulée
SC	Supercontinuum	Supercontinuum
SHG	Second Harmonic Generation	Génération de second harmonique
SMF	Single Mode Fiber	Fibre monomode
SPM	Self Phase Modulation	Automodulation de phase
SRS	Stimulated Raman Scattering	Diffusion Raman stimulée
SSFS	Soliton Self Frequency Shift	Auto-décalage en fréquence du soliton
TBP	Time Bandwidth Product	Produit des largeurs temporelle et spectrale
THG	Third Harmonic Generation	Génération de troisième harmonique
XPM	Cross Phase Modulation	Modulation de phase croisée ou Intermodulation de phase



---

# Table des figures

---

1.1	Illustration schématique des sections transversales et profil d'indice de réfraction de différentes fibres optiques: (a) fibre monomode standard (type SMF), (b) fibre fortement non-linéaire conventionnelle (type HNLF) et (c) fibre microstructurée air/silice (type PCF). . . . .	8
1.2	Images MEB de la section transversale de fibres fortement non-linéaires conventionnelles, réalisées à l'Institut FEMTO-ST. (a) HNLF à dispersion décalée fabriquée par OFS et (b) HNLF à dispersion plate fabriquée par Fujikura. Les nuances de gris observées et pouvant être liées à des différences d'indice sont indiquées par traits pointillés	9
1.3	(a) Comparaison des courbes de dispersion de fibres standards, (b) Exemples de courbes de dispersion de plusieurs HNLF à dispersion normale décalée ou/et plate. .	10
1.4	Illustration de la méthode de fabrication d'une PCF. . . . .	11
1.5	Images MEB réalisées à l'Institut FEMTO-ST de la section transversale d'une fibre microstructurée à cœur creux fabriquée par <i>Blazephotonics</i> . . . . .	11
1.6	Images MEB réalisées à l'Institut FEMTO-ST de la section transversale de deux PCF avec différentes microstructures, fabriquées par Lucent Technologies. . . . .	12
1.7	(a) Dimensions caractéristiques d'une microstructure de PCF, (b) Exemples de courbes de dispersion de plusieurs PCF (avec le même rapport $d/\Lambda = 85\%$ ), calculées avec le logiciel BeamPROP. . . . .	12
1.8	Images MEB (a) d'un nanofil en silice [Tong, 2003] et (b) d'un guide d'onde à cristaux photoniques en silicium [IBM Watson Research Center]. . . . .	14
1.9	Représentation des parties réelle et imaginaire de la réponse $\tilde{h}_R(\Omega)$ obtenues à partir du spectre de gain Raman expérimental. . . . .	30
1.10	Comparaison des réponses Raman $h_R$ expérimentale et analytique dans une fibre en silice décrites dans le texte: (a) dans le domaine temporel, (b) dans le domaine des fréquences. . . . .	31
2.1	(a) Image MEB réalisée à l'Institut FEMTO-ST de la section transversale de la PCF utilisée, (b) détails de la microstructure et (c) structure hexagonale idéale définissant les paramètres $\Lambda = 1,6\mu m$ et $d = 1,4\mu m$ . . . . .	45
2.2	Paramètres de dispersion (D et $\beta_2$ ) de la PCF utilisée en fonction de la longueur d'onde, obtenus avec BeamPROP. . . . .	46
2.3	Paramètres de dispersion (D et $\beta_2$ ) en fonction de la longueur d'onde des différentes HNLF utilisées et décrites précédemment. . . . .	47
2.4	(a) Schéma de principe de l'autocorrélateur d'intensité utilisant la génération de second harmonique (SHG), (b) Partie terminale de l'autocorrélateur d'intensité utilisant le phénomène d'absorption à deux photons (TPA). . . . .	48
2.5	Principe de la corrélation résolue en fréquence. . . . .	49



2.6	(a) Schéma et (b) photo de l'autocorrélateur résolu en fréquence (SHG-FROG) disponible pour la caractérisation d'impulsions à 1550 nm. (CSP : cube séparateur de polarisation, LS : lame séparatrice 50/50, LF : lentille de focalisation . . . . .	51
2.7	Principe de l'algorithme de récupération par projections généralisées. . . . .	51
2.8	Schéma et photo du dispositif de la source d'impulsions femtosecondes à 1550 nm. . . . .	54
2.9	Caractéristiques temporelles d'intensité (axe gauche) et de phase (axe droit) obtenues à l'aide de la caractérisation FROG, des impulsions utilisées dans les dispositifs (a) de génération d'impulsions paraboliques et (b) de compression d'impulsions. Les durées de ces impulsions sont (a) 190 fs et (b) 240 fs (FWHM). . . . .	54
2.10	Profils optimisés de la dispersion de vitesse de groupe (a) en forme de peigne et (b) en forme d'escalier en fonction de la longueur des deux fibres hybrides. Pour chaque type de profil, l'ajustement correspondant de type hyperbolique de la dispersion décroissante est présenté en trait pointillé. . . . .	56
2.11	Schéma du dispositif expérimental de génération d'impulsions paraboliques à 1550 nm. On montre également les fibres hybrides à dispersion décroissante conçues. . . . .	56
2.12	Schéma du dispositif expérimental de compression d'impulsions et génération de troisième harmonique utilisant la source femtoseconde commerciale. . . . .	57
3.1	Représentation de la variation de l'aire effective du mode fondamental à travers un spectre typique de supercontinuum. . . . .	68
3.2	(a) Dépendance en fréquence de l'aire effective du mode fondamental, (b) Comparaison entre $\tau_{shock}$ et $\tau_0 = 1/\omega_0$ pour la PCF décrite précédemment. Les résultats sont représentés en fonction de la longueur d'onde (axe inférieur) et de la fréquence (axe supérieur). . . . .	68
3.3	Comparaison des différents facteurs non-linéaires dans le terme de droite de l'équation non-linéaire d'enveloppe du plus simple au plus rigoureux. On précise ici que ces paramètres ont été obtenus pour $\lambda_0 = 1064nm$ . . . . .	69
3.4	Comparaison de l'évolution spectrale de la génération de SC simulés en fonction de la distance de propagation avec ( $\tau_{shock}$ ) ou sans ( $\tau_0$ ) la correction du terme de choc optique : (a) pour un pompage à 800 nm, (b) pour un pompage à 1064 nm. Les spectres de fin de propagation sont également représentés en échelle linéaire au-dessus de chaque évolution. . . . .	71
3.5	Comparaison des spectres simulés avec ( $\tau_{shock}$ ) ou sans ( $\tau_0$ ) la correction du terme de choc optique pour deux distances de propagation L (10 et 50 cm) avec des impulsions injectées à 800 nm. . . . .	72
3.6	Comparaison des spectres simulés avec ( $\tau_{shock}$ ) ou sans ( $\tau_0$ ) la correction du terme de choc optique pour deux distances de propagation L (10 et 50 cm) avec des impulsions injectées à 1064 nm. . . . .	73
3.7	Evolutions en fonction de la distance de propagation de la largeur caractéristique à -20 dB du supercontinuum généré pour différentes durées et puissances crêtes d'impulsions injectées à (a) 800 nm et (b) 1064 nm. Les courbes en trait pointillé montrent les résultats négligeant la correction ( $\tau_0$ ), tandis que les courbes en trait continu représentent les résultats incluant cette correction ( $\tau_{shock}$ ). Pour le pompage à 800 nm, les ordres des solitons injectés correspondant aux puissances crêtes 10 kW, 5 kW, 1 kW sont respectivement pour 25 fs : 4,27 - 3,01 - 1,35 ; pour 50fs : 8,53 - 6,03 - 2,7 ; pour 100 fs : 17,06 - 12,06 - 5,4. Concernant le pompage à 1064 nm, les ordres des solitons injectés sont pour 25 fs : 1,41 ; pour 50fs : 2,81 - 1,99 ; pour 100 fs : 5,62 - 3,98 - 1,78. . . . .	74
3.8	(a) Comparaison simulation - expérience de l'auto-décalage Raman du premier soliton issu de la fission en fonction de la puissance crête des impulsions injectées (on représente également l'estimation des erreurs de mesures expérimentales). (b) Comparaison des spectres obtenus pour une puissance crête de 5,5 kW des impulsions injectées. . . . .	76

3.9	Illustration du phénomène de XPM entre le soliton et l'onde dispersive décrit dans le texte. Evolution temporelle d'une impulsion de 50 fs pour une propagation de 20 cm dans une PCF dopée Ytterbium (plus de détails sont donnés dans la suite de cette étude). L'intensité spectrale est représentée en échelle log afin d'observer facilement les ondes dispersive et XPM. . . . .	78
3.10	Comparaison des résultats numériques obtenus montrant l'évolution spectrale en fonction de la distance de propagation (a-b) et le spectre en sortie de fibre (c-d) en échelle log pour la même PCF dopée (b-d) ou non dopée (a-c). . . . .	79
3.11	(a) Evolution de la longueur d'onde centrale et de l'énergie relative du soliton issu de la fission en fonction de la distance de propagation dans la PCF dopée ou non. (b) Evolution de la longueur d'onde centrale et de l'énergie relative des bandes spectrales dues à l'onde dispersive (DW) en trait noir et l'intermodulation de phase (XPM) en trait rouge, en fonction de la distance de propagation dans la PCF dopée ou non. . .	80
3.12	Illustration de la microstructure et paramètres de la PCF conçue pour présenter trois longueurs d'onde de dispersion nulle. . . . .	81
3.13	(a) Dispersion en fonction de la longueur d'onde de la PCF conçue avec 3 zéros de dispersion dont les longueurs d'ondes correspondantes sont 1108, 1502 et 1694 nm, les lettres A et N font référence aux régimes de dispersion anormale et normale. (b) Aire effective du mode fondamental de la PCF à 3 zéros de dispersion en fonction de la longueur d'onde. . . . .	81
3.14	Simulation numérique de l'évolution spectrale en échelle logarithmique, montrant le processus d'effet tunnel spectral d'un soliton d'ordre $N = 1$ injecté à $\lambda_0 = 1300nm$ , (a) dans la PCF à 3 zéros de dispersion décrite précédemment, et (b) en utilisant le modèle analytique simple pour une barrière de dispersion équivalente. Les traits blancs indiquent les longueurs d'onde de dispersion nulle. . . . .	82
3.15	(a) Spectre obtenu par simulation numérique en sortie de 3 m de PCF à 3 zéros de dispersion en injectant un soliton d'ordre $N=2$ (50 fs à 1300 nm). (b) Spectre obtenu par simulation numérique en sortie de 0,76 m de PCF à 3 zéros de dispersion en injectant un soliton d'ordre $N=3$ (50 fs à 1300 nm). Les spectre (a) et (b) montrent en particulier des distributions d'intensité plates sur la gamme spectrale 1300-1800 nm. . . . .	83
4.1	Profils optimisés de la dispersion de vitesse de groupe (a) en forme de peigne et (b) en forme d'escalier en fonction de la longueur des deux fibres hybrides. Pour chaque type de profil, l'ajustement correspondant de type hyperbolique de la dispersion décroissante est présenté en trait pointillé. . . . .	95
4.2	(a) Simulation numérique de l'évolution de l'impulsion d'entrée vers un profil d'intensité parabolique dans la fibre hybride à profil de dispersion en peigne. (b) Comparaison des résultats numériques de l'impulsion en sortie du profil en peigne (trait continu) et du profil hyperbolique idéal correspondant sans pertes (cercles). . . . .	96
4.3	(a) Simulation numérique sur une longueur de 10 m de l'évolution de l'impulsion d'entrée dans le profil hyperbolique de la DDF idéale, équivalente à la fibre hybride en forme de peigne conçue. (b) Comparaison des résultats numériques de l'impulsion en sortie après 10 m de propagation dans la DDF utilisée dans a) (trait continu) avec la solution analytique proposée par Hirooka <i>et al.</i> (cercles). . . . .	96
4.4	Traces FROG des impulsions paraboliques (a) relevée expérimentalement, (b) déconvoluée avec Femtosoft FROG, et (c) obtenue numériquement avec l'équation non-linéaire de propagation, en sortie de la DDF hybride à profil de dispersion en peigne. . . . .	97

4.5	Comparaison des résultats expérimentaux et numériques des impulsions paraboliques obtenues en sortie des fibres hybrides conçues (a) DDF à profil de GVD en peigne et (b) DDF à profil de GVD en escalier. Les profils d'intensité des impulsions (axe à gauche) ainsi que leur chirp (axe à droite) sont représentés en trait continu pour les résultats expérimentaux et avec des cercles pour les résultats numériques correspondants. L'ajustement parabolique des profils d'intensité est présenté en trait pointillé.	98
4.6	Comparaison des évolutions temporelles (a-c) et spectrales (b-d) d'un soliton d'ordre $N = 3$ dans une fibre de dispersion anormale (a-b) dans le cas idéal montrant une évolution périodique selon $z_{sol}$ et (c-d) dans le cas réaliste montrant l'influence des ordres supérieurs de dispersion et de non-linéarité, de l'effet Raman et du bruit.	100
4.7	Comparaison des profils d'intensité initial et obtenus à la distance de compression optimale $z_{opt}$ dans le cas idéal (en trait pointillé) et dans le cas réaliste (en trait continu).	101
4.8	Caractéristiques des impulsions initiales de durée 240 fs (FWHM). (a) Spectre mesuré et (b) intensité (axe gauche) et phase (axe droit) obtenues à l'aide de la caractérisation FROG.	102
4.9	Série de résultats expérimentaux et simulations numériques présentant la durée des impulsions comprimées obtenues en fonction de la puissance crête d'entrée et de la longueur optimale de la HNLF nécessaires.	103
4.10	Caractéristiques des impulsions comprimées de façon optimale et de durée 20 fs (FWHM). (a) Spectre mesuré et (b) intensité (axe gauche) et phase (axe droit) obtenues à l'aide de la caractérisation FROG. Le profil d'intensité prédit numériquement est indiqué en trait pointillé.	104
4.11	Illustration du champ électrique reconstruit (trait continu) à travers le lobe central du profil d'intensité des impulsions comprimées de durée 20 fs. Le profil d'intensité est superposé au champ (trait pointillé) afin de mettre en évidence ces impulsions de durée correspondante à 4 cycles du champ électrique.	104
4.12	Caractéristiques des impulsions initiales de durée 89 fs (FWHM). (a) Spectre mesuré et (b) intensité (axe gauche) et phase (axe droit) obtenues à l'aide de la caractérisation FROG.	105
4.13	Traces FROG des impulsions compressées (a) relevée expérimentalement et (b) déconvoluée avec Femtosoft FROG.	106
4.14	Caractéristiques des impulsions comprimées de durée 28 fs (FWHM). (a) Spectre mesuré et (b) intensité (axe gauche) et phase (axe droit) obtenues à l'aide de la caractérisation FROG. Le profil d'intensité prédit numériquement est indiqué en trait pointillé.	106
4.15	Caractéristiques des impulsions initiales de durée 98 fs (FWHM). (a) Spectre mesuré et (b) intensité (axe gauche) et phase (axe droit) obtenues à l'aide de la caractérisation FROG.	107
4.16	Caractéristiques des impulsions comprimées de durée 22 fs (FWHM). (a) Spectre mesuré et (b) intensité (axe droit) et phase (axe gauche) obtenues à l'aide de la caractérisation FROG. Le profil d'intensité prédit numériquement est indiqué en trait pointillé.	107
4.17	Spectres mesurés sur la gamme 350-1750 nm dans le cadre (a) de la compression à 1560 nm des impulsions de 89 fs dans 7 cm de HNLF et (b) lors de la compression des impulsions de 98 fs dans 4,5 cm de HNLF. Le troisième harmonique de la pompe est indiqué par une flèche, sa longueur d'onde est 520 nm.	108
5.1	Résultats des simulations négligeant la dispersion : (a) profil du champ temporel E, (b) détails du choc sur la porteuse, et (c) amplitude spectrale du champ. Les simulations GNEE et PSSD sont respectivement représentées par des traits continus et des cercles.	117

5.2	Résultats des simulations avec dispersion : (a) profil du champ temporel E, (b) détails du profil au centre, et (c) amplitude spectrale du champ. Les simulations GNEE et PSSD sont respectivement représentées par des traits continus et des cercles. . . . .	118
5.3	Spectres mesurés sur la gamme 350-1750 nm dans le cadre (a) de la compression à 1560 nm des impulsions de 89 fs ( $P_{moy} = 30\text{mW}$ ) dans 7 cm de HNLF et (b) lors de la compression des impulsions de 98 fs ( $P_{moy} = 50\text{mW}$ ) dans 4,5 cm de HNLF. Le troisième harmonique de la pompe est indiqué par une flèche, sa longueur d'onde est 520 nm. . . . .	120
5.4	(a) Spectre mesuré en sortie de 600 $\mu\text{m}$ de propagation dans la HNLF et une puissance d'entrée de 50 mW des impulsions. Le profil observé du mode (vert) des composantes de THG est présenté en encart. (b) Spectres des composantes de THG obtenus en augmentant la puissance d'entrée des impulsions de 39 à 55 mW par saut de 4 mW. . . . .	121
5.5	Représentation de la puissance du signal de troisième harmonique en fonction de la puissance moyenne de pompe obtenue, à partir des spectres expérimentaux (cercles). Mise en évidence de la dépendance cubique du signal de THG par la représentation d'un ajustement cubique (trait pointillé). On vérifie sur une échelle log-log (encart) la pente de la droite. . . . .	122
5.6	Spectre mesuré après 90 m de propagation dans la HNLF avec une puissance moyenne injectée des impulsions de 50 mW (trait continu). Le spectre mesuré des impulsions pompe initiales en sortie de la jarretière SMF est également représenté (trait pointillé), on note la présence de la pompe résiduelle de la source à 980nm. . . . .	122
5.7	(a) Caractéristiques de dispersion et d'aire effective en fonction de la longueur d'onde calculées pour la fibre HNL-ADSF (trait continu) et comparées aux données constructeur (cercles). (b) Image MEB de la fibre HNL-ADSF réalisée à l'Institut FEMTO-ST. Le centre de la fibre montre un niveau de gris plus faible et peut être considérée comme dû à la présence d'un dopage germanium important et permet de confirmer le diamètre de cœur de la fibre (obtenu par simulation) mis en évidence par les pointillés. . . . .	123
5.8	(a) Comparaison des spectres : expérimental (trait continu) et numérique (trait pointillé) après 600 $\mu\text{m}$ de propagation dans la HNLF et une puissance d'entrée de 50 mW des impulsions. La position du troisième harmonique est mis en évidence par la ligne en pointillés. (b) Evolution de l'énergie du troisième harmonique généré en fonction de la distance de propagation, obtenue par simulation numérique. . . . .	124
5.9	(a) Comparaison des spectres : expérimental (trait continu) et numérique (trait pointillé) après 7 cm de propagation dans la HNLF et une puissance d'entrée de 30 mW des impulsions. (b) Comparaison des spectres : expérimental (trait continu) et numérique (trait pointillé) après 4,5 cm de propagation dans la HNLF et une puissance d'entrée de 50 mW des impulsions. Dans les deux cas, les positions du troisième harmonique et de la bande XPM sont mis en évidence par les lignes en pointillés. . . . .	125
5.10	(a) Courbe de dispersion en fonction de la longueur d'onde calculée pour le nanofil de 600 nm de diamètre. (b) Simulation de génération de supercontinuum dans un nanofil de silice en utilisant la modélisation GNEE avec la réponse non-linéaire totale $\chi^{(3)}$ incluant le THG (trait continu), et sans le THG (trait pointillé). . . . .	126

## RESUME

### ***Propagation non-linéaire d'impulsions ultracourtes dans les fibres optiques de nouvelle génération***

Les fibres à cristaux photoniques (PCF) et autres fibres fortement non-linéaires conventionnelles (HNLF) représentent une nouvelle catégorie de guides d'ondes optiques qui possèdent des caractéristiques de dispersion et de non-linéarité inédites. Elles permettent, en effet, d'accroître fortement les effets non-linéaires avec des paramètres de dispersion multiples. De nombreux travaux récents ont déjà exploité ces propriétés pour la génération de spectres à très large bande au moyen de la *génération de supercontinuum*. L'étude de tels élargissements spectraux, en particulier dans les PCF, nécessite alors une modélisation précise de la propagation des impulsions. L'extension des modèles existants basés sur l'équation non-linéaire d'enveloppe de Schrödinger a été réalisée pour inclure des effets tels que de la dépendance en fréquence de l'aire effective du mode guidé et la génération de troisième harmonique. Les conséquences de tels effets sont décrites ainsi que de nouvelles perspectives pour la génération de supercontinuum. L'autre aspect attrayant de cette nouvelle génération de fibres optiques, en particulier concernant les HNLF, est leur utilisation dans l'important développement actuel des sources fibrées femtosecondes, proche de la longueur d'onde des télécommunications à 1550 nm. Dans ce cadre, deux systèmes expérimentaux ont été mis en place, permettant respectivement d'obtenir par compression non-linéaire des impulsions sub-30 fs et de générer des impulsions paraboliques de manière passive. Ces dispositifs sont basés sur l'utilisation et la gestion de très courtes longueurs de fibres commerciales de type HNLF, menant alors à des dispositifs ultra-compacts.

**Mots-clés** : propagation d'impulsions et solitons, génération de supercontinuum, compression d'impulsions, impulsions paraboliques, fibre à forte non-linéarité, fibre à cristaux photoniques, gestion de dispersion, génération d'harmonique.

## ABSTRACT

### ***Nonlinear ultrashort pulse propagation in novel optical fibers***

Photonic crystal fibers (PCF) and conventional highly nonlinear fibers (HNLF) represent a new class of optical waveguide with novel dispersion and nonlinearity characteristics. In particular, these fibers allow us to strongly increase nonlinear effects while at the same time having control over multiple dispersion parameters. Many recent works have already exploited these properties for the generation of broadband spectra by means of supercontinuum generation. In order to study such spectral broadening, we need of course precise modeling of pulse propagation. Consequently, the extension of the existing models based on the nonlinear Schrödinger equation has been carried out to include effects such as the frequency response of the effective mode area and third harmonic generation. The consequences of such effects and new prospects for supercontinuum generation are described. Another attractive aspect of these novel optical fibers, in particular with HNLF, is their use in the important current development of femtosecond fiber sources, near the telecommunications wavelength at 1550 nm. Within this framework, two experimental systems were set up, respectively allowing us to obtain sub-30 fs pulses by nonlinear compression and to passively generate parabolic pulses. These devices are based on the use and management of very short lengths of commercial HNLF, leading to the implementation of ultracompact devices.

**Keywords** : pulse propagation and solitons, supercontinuum generation, pulse compression, parabolic pulse, highly nonlinear fiber, photonic crystal fiber, dispersion management, harmonic generation.