

# UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE Science - Technologie - Santé

**FACULTE des Sciences et Techniques**

Institut de Recherche XLIM

Thèse N° 30/2008

## Thèse

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES**

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique

Spécialité : Photonique

Présentée et soutenue par

**Christelle LESVIGNE-BUY**

Le 17 septembre 2008

*Conversions non-linéaires et élargissements spectraux dans  
les fibres optiques microstructurées*

Thèse dirigée par Vincent Couderc et Philippe Leproux

Président :

**John Dudley**

Professeur – Institut FEMTO de Besançon

Rapporteurs :

**Suzanne Lacroix**

Professeure - Ecole Polytechnique de Montréal

**Juan Ariel Levenson**

Directeur de Recherche CNRS - LPN de Marcoussis

Examineurs :

**Yves Quiquempois**

Maître de Conférences - Université de Lille

**Vincent Couderc**

Directeur de Recherche CNRS - Université de Limoges

**Philippe Leproux**

Maître de Conférences – Université de Limoges







## *Remerciements*

Les travaux de recherches exposés dans ce manuscrit ont été réalisés au sein de l'Institut de Recherche en Optique et Microondes (I.R.C.O.M), devenu depuis janvier 2006 l'Institut de Recherche XLIM suite à la fusion de trois laboratoires. Je tiens à remercier les directeurs successifs Monsieur Alain Barthélémy, Directeur de Recherche CNRS, Monsieur Pierre Yves Guillon, Professeur à l'Université de Limoges et Monsieur Dominique Cros, Professeur à l'université de Limoges, pour m'avoir accueillie au sein de leur laboratoire et pour avoir contribué au bon déroulement de mon doctorat.

Je souhaite remercier Madame Suzanne Lacroix, Professeur à l'Ecole Polytechnique de Montréal, d'une part pour m'avoir accueillie au sein de son laboratoire durant un mois (m'offrant ainsi un enrichissement scientifique et personnel incontestable) et d'autre part pour avoir accepté de rapporter ce travail de thèse et d'avoir fait un si long voyage pour venir écouter la présentation de mes travaux.

J'exprime également ma reconnaissance à Monsieur Juan Ariel Levenson, Directeur de Recherche CNRS au LPN-Marcoussis, pour l'intérêt qu'il a porté à ces travaux de recherches en acceptant de rapporter cette thèse.

Je tiens également à remercier Monsieur John Dudley, Professeur à l'Institut FEMTO de Besançon, pour avoir accepté de présider ce jury de thèse.

Mes remerciements vont également à Monsieur Yves Quiquempois, Maître de conférences à l'Université de Lille, pour avoir examiné mes travaux et participer à ce jury.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude et ma profonde reconnaissance à Vincent Couderc et Philippe Leproux, mes deux encadrants. Un grand merci pour m'avoir épaulé durant ces trois années, pour votre disponibilité, vos conseils très précieux, votre souci du détail. Ce travail de thèse ne serait pas ce qu'il est sans votre soutien et votre aide. Encore Merci !

Je tiens à remercier toutes les personnes du département Photonique m'ayant apporté de près, ou de loin, une aide précieuse.

Milles merci à Sophie Lebraud et Nathalie Buisson sans qui le secrétariat du département Photonique ne serait pas ce qu'il est.

Merci à mes collègues de bureau, Aude, Sandrine, Jérôme et Nicolas pour tous les moments

passés durant ces trois années, les discussions, les rigolades.....

Je remercie les anciens et nouveaux doctorants : Laure, Vincent, Raphaël, Mathieu, Marc, Julien, Stéphanie, Gurvan pour leur bonne humeur, leurs conseils, et leur joie de vivre qui ont sans nul doute, contribué au bon déroulement de ma thèse. Et bon courage à ceux qui continuent !

Un grand merci à Pauline et Julien pour m'avoir soutenue jusqu'au bout. Vous êtes plus que des amis et je ne pouvais pas vous oublier !!

Je tiens à remercier plus particulièrement ma famille et notamment mes parents qui m'ont permis de faire ces études et d'arriver au bout. Sans vous je n'y serais pas arrivé !!! Un grand merci à mon p'tit frère adoré, mes grand-parents, ma belle-famille, qui m'ont toujours encouragé et cru en moi.

Enfin ces derniers mots seront pour la personne qui m'a épaulé durant les moments difficiles, qui a cru en moi quand moi-même je n'y croyais plus, qui m'a supportée dans la dernière ligne droite où je doutais et qui a su s'armer de patience. Sébastien, ta présence m'a été et me sera toujours précieuse. Et merci pour m'avoir fait vivre, au beau milieu de mon doctorat, le plus beau jour de ma vie !





# TABLE DES MATIERES

<b>INTRODUCTION GENERALE</b> .....	<b>15</b>
<b>I OPTIQUE NON-LINEAIRE POUR LA GENERATION DE SPECTRES LARGES DANS LES FIBRES OPTIQUES : ETAT DE L'ART</b> .....	<b>21</b>
<b>I.1 Introduction</b> .....	<b>23</b>
<b>I.2 Conversions non-linéaires et élargissements spectraux dans les fibres optiques</b> .....	<b>24</b>
I.2.1 Les fibres standard .....	24
I.2.2 Les fibres microstructurées air-silice (FMAS).....	33
I.2.3 Conclusion : génération de supercontinuum dans les fibres optiques – Avantages des fibres microstructurées .....	39
<b>I.3 Effets non-linéaires dans les fibres optiques</b> .....	<b>40</b>
I.3.1 Effets non-linéaires du troisième ordre .....	40
I.3.1.1 L'effet Kerr optique .....	40
I.3.1.2 L'automodulation de phase.....	41
I.3.1.3 La modulation mutuelle de phase.....	42
I.3.1.4 La diffusion Raman.....	43
I.3.1.4.1 La diffusion Raman spontanée.....	43
I.3.1.4.2 La diffusion Raman stimulée.....	44
I.3.1.5 Le mélange à quatre ondes.....	45
I.3.1.6 Les instabilités de modulation.....	47
I.3.1.7 Les effets solitoniques.....	48
I.3.2 Effet non-linéaire du second ordre : génération de second harmonique .....	52
I.3.2.1 Le quasi-accord de phase .....	54
I.3.2.2 Accord de phase de type Čerenkov.....	54
I.3.2.3 Exacerbation du phénomène par effet de « poling » : « poling » optique .....	55
I.3.3 Conclusion sur les effets non-linéaires dans les fibres optiques .....	57
<b>I.4 Génération de supercontinuum : les différents régimes de pompage</b> .....	<b>58</b>
I.4.1 Le régime continu.....	58
I.4.2 Le régime nanoseconde .....	59
I.4.3 Le régime picoseconde .....	60
I.4.4 Le régime femtoseconde .....	61
<b>I.5 Conclusion du premier chapitre</b> .....	<b>63</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE</b> .....	<b>65</b>

**II MODELISATION, FABRICATION ET CARACTERISATION DES FIBRES  
MICROSTRUCTUREES AIR-SILICE - REALISATION D'UNE STRUCTURE A FORTE  
BIREFRINGENCE----- 79**

**II.1 Introduction----- 81**

**II.2 Modélisation des fibres microstructurées air-silice ----- 82**

II.2.1 Méthode des éléments finis : éléments de simulation----- 82

II.2.1.1 Géométrie - Propriétés des domaines ----- 83

II.2.1.2 Maillage des domaines ----- 83

II.2.1.3 Conditions aux limites----- 84

II.2.1.4 Précision de la méthode et sources d'erreurs ----- 84

II.2.2 Modélisation d'une structure de fibre microstructurée air-silice particulière----- 85

II.2.2.1 Cahier des charges ----- 85

II.2.2.2 Profil théorique modélisé ----- 86

II.2.2.2.1 Modes propagés ----- 88

II.2.2.2.2 Dispersion chromatique ----- 90

II.2.2.2.3 Aire effective ----- 90

II.2.2.2.4 Biréfringence de phase ----- 91

II.2.2.2.5 Conclusion sur la modélisation d'une fibre microstructurée non-linéaire  
biréfringente ----- 92

**II.3 Fabrication et caractérisation des fibres microstructurées----- 93**

II.3.1 Fabrication d'une fibre microstructurée air-silice ----- 93

II.3.2 Caractérisation du guide particulier réalisé----- 95

II.3.2.1 Paramètres opto-géométriques ----- 95

II.3.2.2 Modes propagés ----- 96

II.3.2.3 Atténuation linéique ----- 97

II.3.2.4 Biréfringence de groupe----- 98

II.3.2.4.1 Méthode du spectre cannelé ----- 98

II.3.2.4.2 Méthode par réflectométrie optique à faible cohérence (OLCR) ----- 99

II.3.2.4.3 Résultats ----- 101

II.3.2.5 Dispersion chromatique ----- 105

II.3.2.6 Aire effective ----- 108

II.3.2.7 Conclusion sur la réalisation et la caractérisation d'une fibre microstructurée  
particulière fortement biréfringente ----- 109

**II.4 Conclusion du second chapitre ----- 110**

**BIBLIOGRAPHIE----- 111**

**III MELANGES PARAMETRIQUES LARGE BANDE – ROLE DANS LA GENERATION DE SUPERCONTINUUM----- 115**

**III.1 Introduction----- 117**

**III.2 Mélange paramétrique large bande intermodal permettant l’amorçage d’un continuum dans le spectre visible en régime nanoseconde----- 119**

III.2.1 Montage expérimental----- 119

III.2.2 Evolution du spectre en fonction de la puissance injectée ----- 120

III.2.3 Evolution du spectre en fonction de la polarisation ----- 123

III.2.4 Evolution du spectre en fonction de l’injection de la puissance de pompe ----- 125

III.2.5 Evolution du spectre en fonction de la longueur de fibre ----- 126

III.2.6 Modélisation du phénomène de mélange à quatre ondes en régime nanoseconde ---- 129

III.2.6.1 Injection de la pompe suivant l’axe x ----- 130

III.2.6.2 Injection de la pompe suivant l’axe y ----- 131

III.2.7 Conclusion sur la mise en place d’un élargissement spectral *via* un processus de mélange à quatre ondes modal large bande ----- 132

**III.3 Mélange paramétrique large bande vectoriel----- 133**

**III.4 Evolution du mélange paramétrique modal en fonction des paramètres opto-géométriques du guide d’onde non-linéaire----- 136**

**III.5 Evolution du régime d’impulsions ----- 141**

III.5.1 Analyse du processus en régime picoseconde ----- 141

III.5.2 Analyse du processus en régime femtoseconde ----- 146

**III.6 Extension du concept d’élargissement spectral basé sur un mélange paramétrique modal 154**

**III.7 Conclusion du troisième chapitre ----- 159**

**BIBLIOGRAPHIE----- 161**

**IV GENERATION DE SECOND HARMONIQUE DANS LES FIBRES OPTIQUES ----- 165**

**IV.1 Introduction----- 166**

**IV.2 Génération de second harmonique spontanée dans des fibres microstructurées air-silice non dopées----- 168**

IV.2.1 Montage expérimental----- 169

IV.2.2 Résultats expérimentaux ----- 172

IV.2.3 Conclusion sur la génération de second harmonique dans des fibres optiques microstructurées pure silice----- 180

<b>IV.3</b>	<b>Continuum visible induit par la génération de second harmonique dans une fibre dopée au germanium</b>	<b>180</b>
IV.3.1	Analyse du processus sur un guide microstructuré	180
IV.3.1.1	Introduction – Méthode de double pompage	180
IV.3.1.2	Montage expérimental	183
IV.3.1.3	Résultats expérimentaux	185
IV.3.1.3.1	Génération de second harmonique par « poling » optique	185
IV.3.1.3.2	Génération de supercontinuum dans le visible	187
IV.3.1.4	Conclusion sur la génération de second harmonique par « poling » optique dans une fibre microstructurée	191
IV.3.2	Analyse du processus sur une fibre standard unimodale	192
IV.3.2.1	Introduction	192
IV.3.2.2	Montage expérimental	192
IV.3.2.3	Résultats expérimentaux	195
IV.3.2.4	Conclusion sur l'élargissement spectral visible induit par la génération de second harmonique obtenue dans une fibre standard unimodale	209
<b>IV.4</b>	<b>Conclusion du quatrième chapitre</b>	<b>211</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE</b>		<b>212</b>
<b>V</b>	<b>APPLICATIONS</b>	<b>217</b>
V.1	Introduction	219
V.2	La génération de photons intriqués	220
V.3	Système de codage d'une source multi-longueurs d'onde pour le diagnostic cellulaire	221
V.4	Spectroscopie	224
V.5	Microscopie CARS	226
V.6	Conclusion du cinquième chapitre	227
<b>BIBLIOGRAPHIE</b>		<b>228</b>
<b>CONCLUSION GENERALE</b>		<b>233</b>
<b>Liste des publications</b>		<b>237</b>





# INTRODUCTION GENERALE

**D**e nos jours, l'une des applications les plus prometteuses des sciences et technologies de la lumière est sans doute la biophotonique. Elle consiste en l'utilisation de rayons X, ultraviolets, visibles ou encore infrarouges pour l'analyse ou le traitement d'échantillons biologiques par nature complexes. Par exemple, dans le domaine de la lutte contre les maladies infectieuses, les technologies de la biophotonique, comme la cytométrie en flux, peuvent permettre un dépistage nettement plus précoce grâce à une caractérisation plus ciblée, plus rapide et plus précise des cellules. Le diagnostic n'est alors plus un diagnostic de groupe pondéré par une approche statistique mais se transforme en un dépistage ultra précis - idéalement cellule par cellule - avec un taux d'erreur très faible. Sur le plan économique, l'évolution de la biophotonique est très prometteuse, car cette discipline participe aux projets de la santé, de l'agroalimentaire ou encore de la cosmétologie. La diversité de ses domaines d'application en fait un axe de recherche privilégié en constante croissance, mais implique également l'utilisation et l'association de savoirs multiples dans des domaines tels que la chimie, l'optique, la biologie, la mécanique, la microfluidique, l'électronique, les nanotechnologies...

En ce qui concerne la cytométrie en flux, les systèmes actuels exploitent plusieurs sources lasers en parallèle afin d'illuminer les cellules biologiques sous test. Dans le but de réduire le coût de ces systèmes et d'en améliorer les performances, une solution innovante serait de n'utiliser qu'une seule source laser, émettant un spectre à très large bande. Une telle source peut être conçue grâce à la technologie dite de « génération de supercontinuum », qui consiste à élargir fortement le spectre d'un laser de pompe par propagation dans un milieu non-linéaire.

En fait, le terme de « supercontinuum » a vu le jour en 1984 dans la littérature scientifique,<sup>1</sup> mais la première expérience significative d'élargissement spectral large bande avait été réalisée dès 1970 par Alfano et Shapiro,<sup>2</sup> après les travaux pionniers de Stoicheff en 1963.<sup>3</sup> L'élargissement obtenu par Alfano s'étendait sur quelques dizaines de nanomètres, grâce à la propagation

---

<sup>1</sup> **Manassah et al.**, "Ultrafast supercontinuum laser source", *Photonics Spectra*, Vol. 18, p. 53 (1984).

<sup>2</sup> **Alfano et al.**, "Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 24, p. 584 (1970).

<sup>3</sup> **Stoicheff**, "Characteristics of stimulated Raman radiation generated by coherent light", *Phys. Lett.*, Vol. 7, p. 186 (1963).

d'impulsions lumineuses dans un bloc de verre massif. Plusieurs expériences se sont ensuite succédées dans des liquides, des gaz, puis des fibres optiques. C'est après 1996 que la génération de spectres larges prend un nouvel essor. En effet, l'apparition des fibres microstructurées air-silice<sup>4</sup> autorise désormais un confinement extrême du champ électromagnétique et un ajustement de la courbe de dispersion chromatique. Il en résulte la possibilité d'obtenir des élargissements spectraux très importants et relativement homogènes.<sup>5</sup> Les effets non-linéaires à l'origine de ces conversions de fréquence résultent de la susceptibilité non-linéaire d'ordre trois et sont, à l'heure actuelle, bien maîtrisés théoriquement et numériquement. Cependant, la mise en place simultanée de plusieurs de ces effets est moins bien appréhendée et beaucoup plus difficilement modélisable, notamment en régime d'excitation nanoseconde.

Dans le premier chapitre de ce manuscrit, nous décrivons la génération de rayonnements large bande obtenus dans les fibres optiques et plus particulièrement dans les fibres microstructurées air-silice. Nous présentons en détail les principaux effets non-linéaires mis en jeu dans ces processus d'élargissement spectral et nous décrivons les différents régimes d'excitation temporelle conduisant à des conversions large bande dans les domaines visible et infrarouge.

Le second chapitre présente une étude numérique permettant la mise au point d'un guide d'onde microstructuré non conventionnel faiblement multimodal. Nous décrivons la nouvelle approche proposée afin d'obtenir l'élargissement significatif du spectre monochromatique d'une source de pompe infrarouge nanoseconde. Cette approche consiste notamment à établir une injection sélective sur deux modes transverses de la fibre microstructurée dans le but de mettre en place un processus de mélange paramétrique modal large bande. Les étapes de fabrication et de caractérisation de la fibre proposée sont exposées. Les propriétés principales telles que la biréfringence, la dispersion chromatique, l'atténuation linéique et la population modale sont données.

Le troisième chapitre décrit la mise en place et l'étude de la génération d'un supercontinuum aux longueurs d'onde visibles utilisant l'approche innovante basée sur l'excitation maîtrisée d'un processus de mélange à quatre ondes particulier. La source de pompe utilisée dans les expériences est un laser *microchip* émettant des impulsions sub-nanosecondes à 1064 nm. L'impact de différents paramètres comme la puissance de pompe, l'orientation du vecteur polarisation ou encore la longueur de fibre sur le spectre généré dans le visible est montré. En parallèle de cette étude

---

<sup>4</sup> **Knicht et al.**, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding", *Opt. Lett.*, Vol. 21, p. 1547 (1996).

<sup>5</sup> **Ranka et al.**, "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm", *Opt. Lett.*, Vol. 25, p. 25 (2000).

expérimentale, nous présentons une approche numérique permettant de confirmer le rôle joué par certains effets non-linéaires dans l'élargissement spectral. Par ailleurs, une étude systématique de l'influence de faibles variations des paramètres opto-géométriques du guide sur la position des raies du mélange à quatre ondes est réalisée. Cette analyse a conduit à la mise en place d'un outil numérique permettant de choisir le profil de la fibre microstructurée en fonction de la position des ondes Stokes et anti-Stokes souhaitée. Finalement, une étude du mécanisme non-linéaire en régimes picoseconde et femtoseconde met en évidence les limitations de l'approche proposée en terme d'efficacité de conversion vers le domaine visible. Un système de mélanges paramétriques multiples, démontré en régime nanoseconde, est néanmoins proposé afin d'étendre le concept de la méthode et favoriser la génération de fréquences visibles, voire ultraviolettes.

Le quatrième chapitre concerne la génération de second harmonique dans les fibres optiques et l'implication potentielle de cet effet non-linéaire d'ordre deux dans la génération d'un supercontinuum visible. Nous nous intéressons, en premier lieu, à des fibres microstructurées uniquement composées de silice et d'air. Nous évaluons le taux de conversion d'une onde de pompe infrarouge à la fréquence double. Nous discutons les résultats obtenus afin de déterminer l'origine physique de cet effet non-linéaire d'ordre deux, théoriquement impossible à obtenir au sein d'une structure vitreuse comme la silice. Par la suite, nous étudions des fibres optiques microstructurées dont le cœur est dopé au germanium. Nous évaluons la potentialité de telles fibres à engendrer un signal à la fréquence double de la pompe, signal qui serait susceptible d'initier la formation d'un spectre large bande dans le domaine visible. L'étude expérimentale est basée sur un système de pompage à deux longueurs d'onde et repose sur la mise en place d'un effet de « poling » optique. La fin de ce quatrième chapitre concerne une étude similaire, mais réalisée dans une fibre optique standard (non microstructurée). Comme précédemment, nous appréhendons la possibilité d'exploiter un effet de doublage de fréquence pour engendrer de multiples effets non-linéaires du troisième ordre et pour conduire à l'étalement du spectre dans la région du visible. Les limitations de la conversion à la fréquence double, sous l'effet d'un quasi-accord de phase photo-induit, sont évaluées.

Le dernier chapitre présente différentes applications émanant de mes travaux, développées par des collaborateurs du laboratoire. Nous exposons tout d'abord une expérience de génération de paires de photons intriqués, réalisée en collaboration avec l'Ecole Polytechnique de Montréal. De plus, l'association d'une source supercontinuum visible (combinaison d'un laser *microchip* et de la fibre microstructurée particulière développée) et d'un ensemble de micromiroirs déformables

(MEMS) est proposée afin de mettre en place un système de codage spectro-temporel, potentiellement utilisable pour le diagnostic cellulaire par fluorescence. Les résultats d'une collaboration avec le laboratoire IPCMS de l'Université de Strasbourg sont également mentionnés, concernant la génération d'un spectre large bande dans le visible/UV, à forte cohérence temporelle, pour des expériences de spectroscopie résolue en temps. Enfin, nous présentons des travaux réalisés en collaboration avec l'Université de Tokyo, qui démontrent le potentiel des sources supercontinuum compactes pour l'imagerie non-linéaire de type CARS (Coherent anti-Stokes Raman Scattering).





*I Optique non-linéaire pour la génération de spectres larges dans les fibres optiques : état de l'art*



## I.1 Introduction

Le premier élargissement spectral notable d'une impulsion laser quasi-monochromatique est obtenu par Stoicheff en 1963, dans un milieu liquide [STO-63]. Cependant, un engouement plus prononcé pour ce type de recherche n'apparaît qu'une dizaine d'années plus tard, en 1970, après la première démonstration par Alfano et Shapiro d'un spectre dix fois plus large [ALF-70a]. Des impulsions picosecondes se propageant dans un bloc de verre de borosilicate (BK7) permettent de générer un spectre blanc dans la région du visible. Le terme de « supercontinuum » (source laser à très large bande spectrale) n'apparaît seulement qu'en 1984 [MAN-84]. Plusieurs études se succèdent alors dans divers milieux : des liquides (disulfure de carbone : CS<sub>2</sub>, argon liquide : Ar, diazote liquide : N<sub>2</sub>, différents acides...), des solides (cristal de bromure de potassium : KBr, arséniure de galium : GaAs, séléniure de zinc : ZnSe...), ou encore des gaz (argon : Ar, xénon : Xe, krypton : Kr, dihydrogène : H<sub>2</sub>...) [ALF-70b, BON-70, BRO-99, COR-86, FORK-83, GOS-90, IL'I-72, JON-64, KAN-03, KAS-00, LAL-96, LEE-77, LIU-05, NAGU-02, NIS-95, SHA-76, SHI-67]. Les expériences se focalisent sur la compréhension des phénomènes physiques à l'origine de ces élargissements et de nombreux modèles sont proposés afin d'expliquer les processus non-linéaires mis en jeu lors de la propagation d'impulsions ultracourtes dans des milieux optiques [BRA-00, CON-03, GAE-00, GOL-01, MEC-04, YANG-84, ZOZ-99]. Cependant, de multiples points restent à éclaircir quant au développement global du supercontinuum.

C'est dans les années 1980 que la génération de supercontinuum va prendre une nouvelle orientation. En effet, grâce aux fibres optiques, il est possible d'obtenir des élargissements spectraux encore plus importants mais également de maîtriser certains paramètres essentiels tels que : la dispersion chromatique, la biréfringence ou encore le confinement extrême du champ électromagnétique. La première génération de supercontinuum dans une fibre optique est publiée en 1976 [LIN-76]. L'expérience, réalisée par Lin et Stolen, permet d'obtenir un élargissement s'étalant sur 200 THz grâce à l'utilisation d'une impulsion laser nanoseconde visible (532 nm). Plusieurs études suivent ces travaux [BAL-87, ILEV-96, MUS-03]. L'avènement majeur est l'arrivée des fibres microstructurées air-silice (FMAS) au cours des années 1990. Bien que l'idée de fabriquer une fibre à gaine d'air soit apparue en 1974 [KAI-74], le premier article décrivant la réalisation d'une fibre microstructurée est présenté par Knight *et al.* en 1996 [KNI-96]. La structure transversale de la fibre est constituée d'un cristal photonique à deux dimensions formé d'un arrangement de trous d'air dans une matrice de silice. Ces guides d'ondes présentent un vif intérêt

en raison de la possibilité d'adapter leur profil et donc de contrôler précisément leurs caractéristiques en termes de dispersion chromatique, de population modale et de biréfringence. De plus, en ajustant la taille du cœur de ces fibres, le coefficient non-linéaire peut être significativement augmenté et permettre l'utilisation de sources lasers de pompe dont les puissances crêtes sont plus faibles que celles utilisées précédemment. En 2000, Ranka *et al.* sont les premiers à démontrer le fort potentiel de ces fibres dans la génération de spectres larges [RAN-00]. Ils obtiennent un continuum s'étendant de 400 à 1500 nm. Plusieurs travaux font suite à ces recherches, autant dans l'obtention de supercontinuum que dans la compréhension des phénomènes non-linéaires mis en jeu [COEN-01, COEN-02, DUD-02, GAE-02, ORT-02].

Dans ce premier chapitre, nous nous concentrons sur la génération d'élargissements spectraux dans les fibres optiques et notamment les fibres microstructurées air-silice. Nous décrivons les principaux effets non-linéaires mis en jeu dans la génération de supercontinuum et présentons les différents régime d'excitation temporelle à l'origine de ces conversions large bande dans les domaines visible et infrarouge.

## *1.2 Conversions non-linéaires et élargissements spectraux dans les fibres optiques*

### *1.2.1 Les fibres standard*

Bien que la première fibre de verre voit le jour dans les années 1920 [BAI-28], il faut attendre les années 1950 avant de voir apparaître l'utilisation des premières fibres optiques [VAN-54]. Le développement de ces guides d'ondes a évolué très rapidement ce qui a permis de réaliser des structures à faibles pertes potentiellement très attractives pour la génération de supercontinuum. En effet, les fibres optiques permettent un confinement du champ électromagnétique important sur de grandes longueurs, augmentant ainsi les interactions non-linéaires au cœur du guide.

- *Définition et principe de guidage*

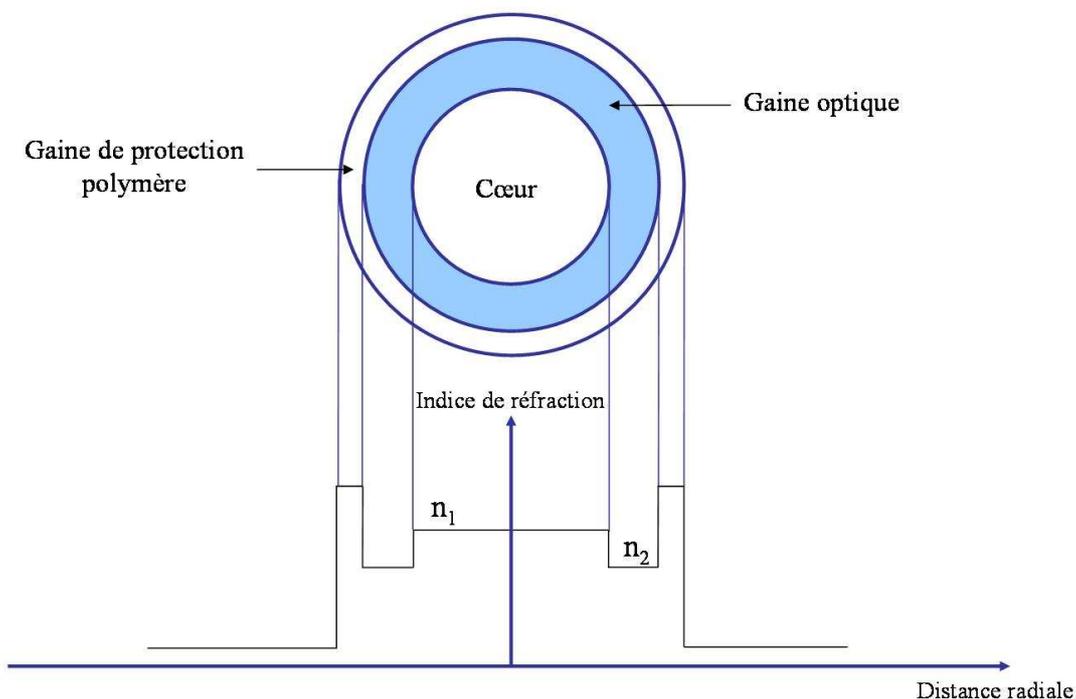
La fibre optique est constituée d'un cœur, dans lequel l'énergie se propage, entouré d'une gaine. Le cœur a un indice de réfraction plus élevé que celui de la gaine permettant le confinement de la lumière et un guidage par réflexion totale interne (RTI). C'est en 1854, par le physicien irlandais

John Tyndall, que la première démonstration de ce principe a eu lieu. Il eut l'idée d'injecter de la lumière dans un jet d'eau, démontrant ainsi qu'elle pouvait être déviée de sa trajectoire rectiligne et suivre la courbure du guide.

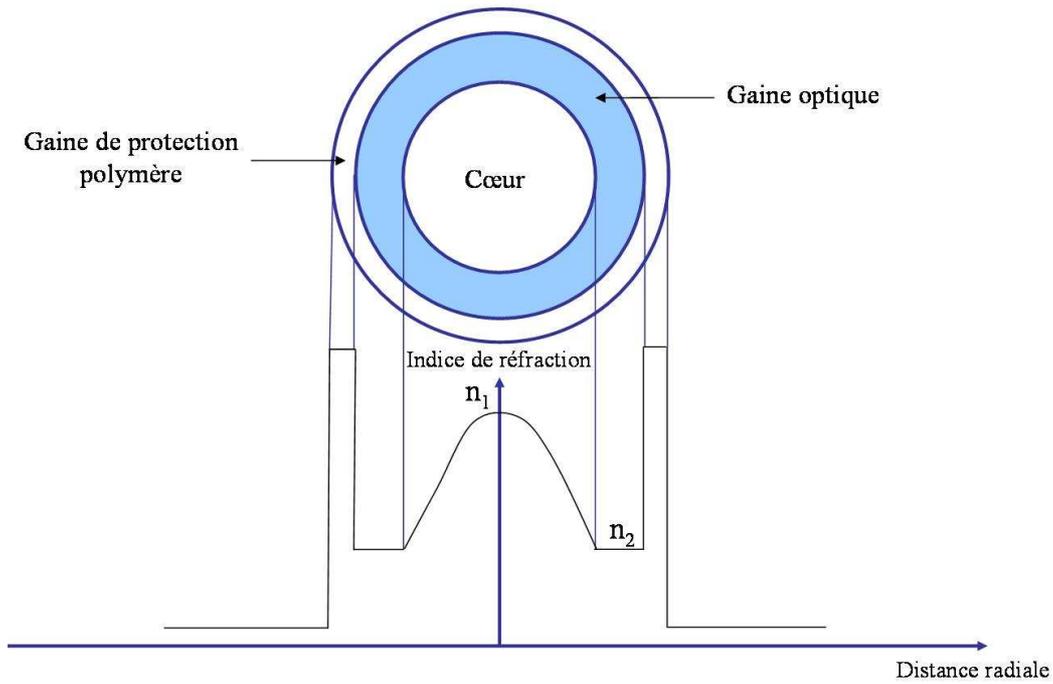
- Les différents types de fibres optiques

Nous pouvons distinguer trois types de fibres optiques en silice conventionnelles : les fibres multimodales à saut d'indice, les fibres multimodales à gradient d'indice et les fibres unimodales.

Une fibre optique multimodale a un diamètre de cœur grand devant la longueur d'onde considérée. Typiquement, il varie de 50 à 200  $\mu\text{m}$ . Dans les **fibres multimodales à saut d'indice**, le cœur est homogène et la transition entre le cœur d'indice  $n_1$  et la gaine optique d'indice  $n_2$  est abrupte (Figure I.1). En revanche, dans les **fibres multimodales à gradient d'indice**, la transition entre le cœur et la gaine est progressive. Le cœur présente alors un profil d'indice parabolique (Figure I.2).

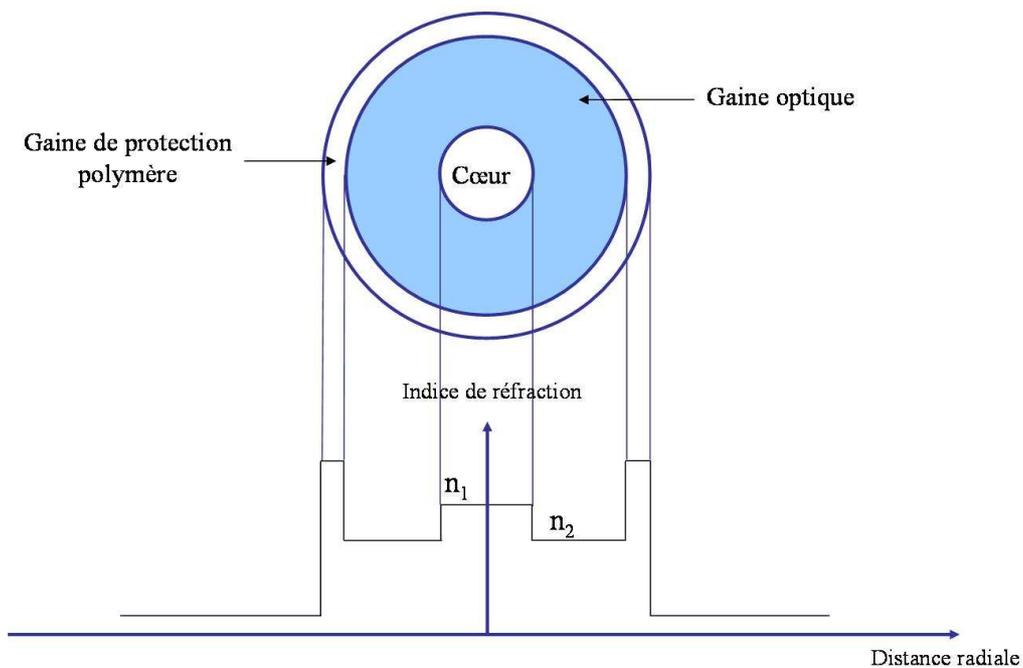


**Figure I.1** : Schéma d'une fibre multimodale à saut d'indice



**Figure I.2** : Schéma d'une fibre multimodale à gradient d'indice

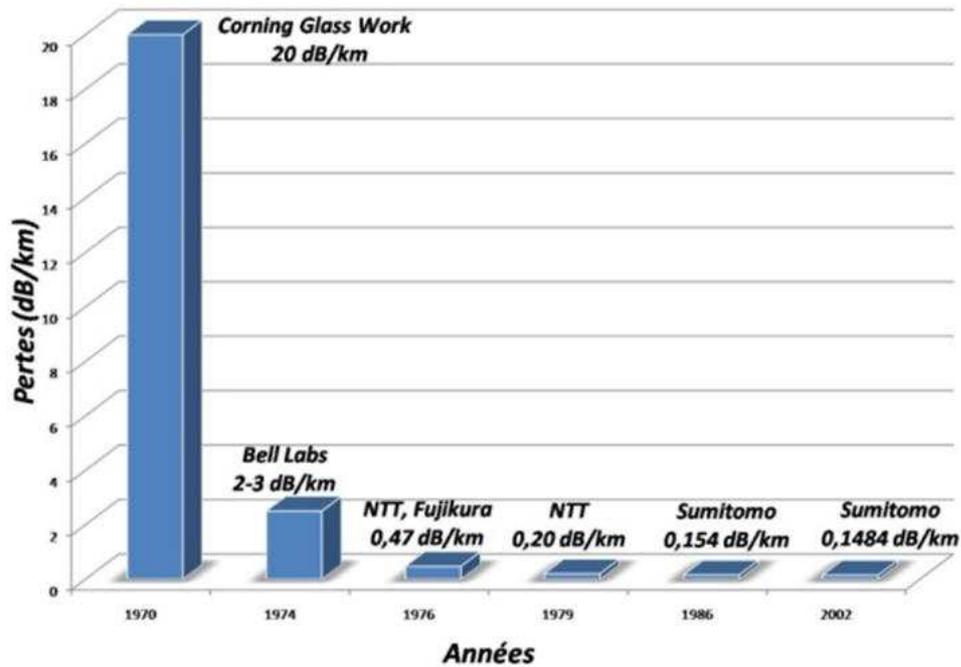
Les **fibres unimodales**, c'est-à-dire supportant la propagation d'un seul mode à la longueur d'onde considérée, ont un diamètre de cœur relativement faible, inférieur à 10  $\mu\text{m}$ . Le chemin de la lumière est considéré comme quasiment direct, ne subissant que très peu de réflexions internes (Figure I.3).



**Figure I.3** : Schéma d'une fibre unimodale

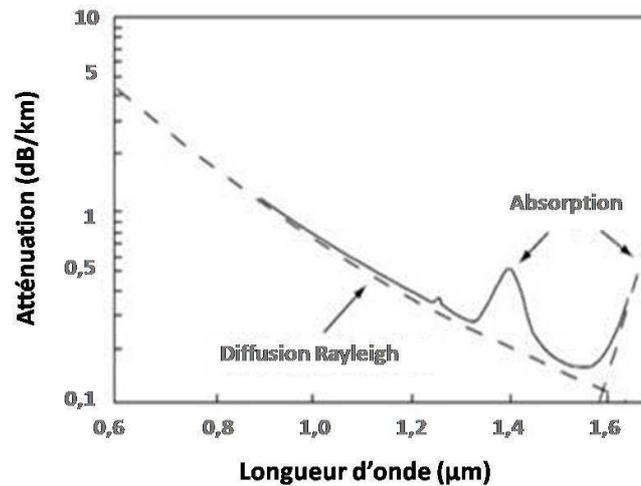
- Atténuation linéique

L'atténuation, qui caractérise l'affaiblissement du signal au cours de la propagation, ne cesse de diminuer depuis les années 1970, permettant l'utilisation de ces guides dans de nombreuses applications dont la plus importante est la télécommunication (Figure I.4).



**Figure I.4** : Evolution des pertes des fibres optiques de silice au cours des années  
(données extraites et remises en forme à partir de [WIK-08])

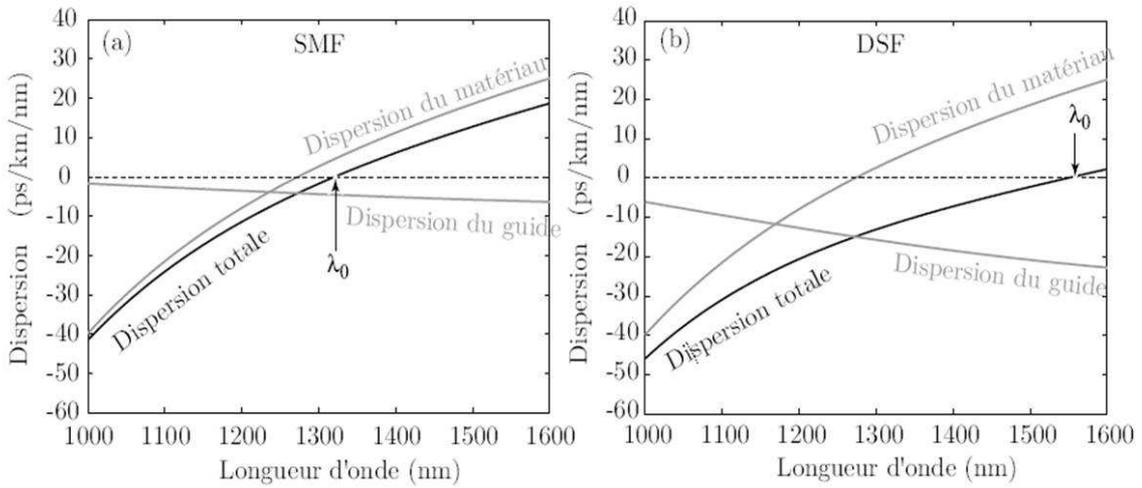
Les pertes de propagation sont essentiellement dues à la diffusion Rayleigh aux basses longueurs d'onde et à l'absorption aux hautes longueurs d'onde. La présence d'ions OH<sup>-</sup> entraîne un pic d'absorption important autour de 1385 nm, comme le montre la figure I.5.



**Figure I.5** : Atténuation spectrale caractéristique d'une fibre optique standard unimodale [LI-85]

- Dispersion chromatique

Lorsque des impulsions optiques se propagent à travers une fibre, leurs évolutions temporelle et spectrale sont affectées non seulement par une multitude d'effets non-linéaires mais aussi par les propriétés dispersives de la fibre. Il est donc essentiel de pouvoir maîtriser la dispersion chromatique, qui correspond à un étalement des impulsions lumineuses lors de leur propagation. Ce paramètre résulte de la somme de deux effets : la dispersion relative au matériau (qui dépend du type de verre utilisé et des impuretés résiduelles dans la fibre) et la dispersion du guide (qui dépend de la forme du profil d'indice). Il est donc possible, en contrôlant les paramètres opto-géométriques de la fibre ou en utilisant des dopants dans le cœur, de maîtriser cette dispersion. Dans les fibres standard unimodales, le zéro de dispersion se trouve vers 1300 nm et la dispersion du guide contribue peu à la dispersion chromatique (Figure I.6 (a)). Cependant, il est possible de diminuer la longueur d'onde de dispersion nulle grâce à des profils d'indice particuliers et de la décaler autour de 1550 nm (Figure I.6 (b)). Ces fibres particulières appelées DSF (« Dispersion Shifted Fiber » en langue anglaise) sont actuellement largement utilisées dans le domaine des télécommunications pour augmenter le débit des réseaux téléphoniques.



**Figure I.6** : Dispersion du guide, dispersion du matériau et dispersion totale pour (a) une fibre unimodale standard de type SMF et (b) pour une fibre DSF [MUS-04]

La dispersion chromatique est définie par la relation suivante :

$$D_c = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \tag{I.1}$$

avec  $\beta_2 = \frac{\lambda^2}{2\pi c^2} \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2}$  = dispersion de vitesse de groupe (GVD),  $c$  la vitesse de la lumière et  $n_{eff}$

l'indice effectif du mode propagé à la longueur d'onde considérée  $\lambda$ .

Lorsque la dispersion chromatique  $D_c$  est négative, le régime de dispersion est dit normal. Les hautes longueurs d'onde voyagent alors plus vite que les basses longueurs d'onde. Dans le cas contraire, lorsque la dispersion chromatique est positive, on parle de propagation en régime de dispersion anormal. Les fréquences rouges se déplacent moins rapidement que les fréquences bleues.

- **Propagation unimodale**

Une grandeur essentielle est également utilisée pour caractériser ces fibres optiques, il s'agit de la fréquence normalisée. Elle est définie de la manière suivante :

$$V = k_0 \times a \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)} \tag{I.2}$$

où  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  correspond au nombre d'onde dans le vide,  $a$  est le rayon du cœur de la fibre,  $\lambda_0$  la

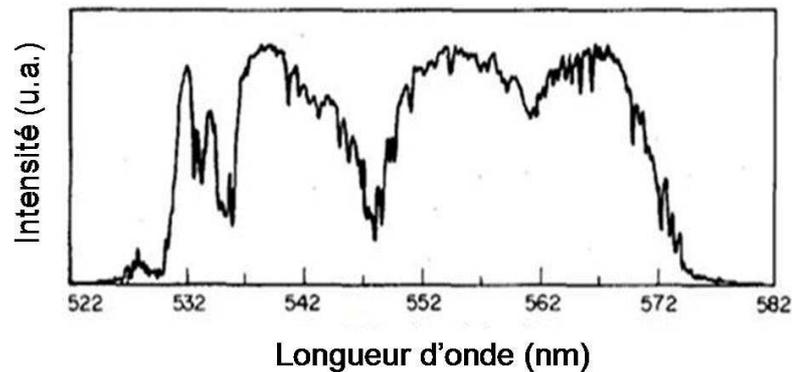
longueur d'onde de la lumière dans le vide,  $n_1$  l'indice de réfraction du cœur et  $n_2$  l'indice de réfraction de la gaine. Pour une longueur d'onde donnée, la fréquence normalisée permet d'obtenir un renseignement sur le nombre de modes pouvant se propager dans la fibre. Il a été démontré le caractère unimodal d'une fibre à saut d'indice lorsque  $V < 2,405$  [AGR-07]. Pour une même fibre à saut d'indice donnée, si la fréquence normalisée  $V$  devient supérieure à 2,405, le seul paramètre ayant évolué est le rayon du cœur  $a$ . Ainsi, on peut dire que c'est la dimension du cœur qui différencie une fibre unimodale d'une fibre multimodale.

- Dopants et nouveaux matériaux

Enfin, la possibilité d'utiliser des dopants actifs dans le cœur des fibres optiques (tels que l'erbium, l'ytterbium...) ou encore d'adopter de nouveaux matériaux (comme le tellure [RAV-03], le chalcogénure [BRI-06], l'hexafluorure de soufre [HUN-03], le bismuth [GOP-04]...) permet d'exacerber les processus non-linéaires et par-là même les conversions fréquentielles. Ces nouveaux matériaux présentent des fenêtres de transparence fortement décalées dans l'infrarouge et permettent d'ores et déjà la génération de supercontinuum bien au-delà de  $2 \mu\text{m}$ , pour des applications d'imagerie non-linéaire ou de LIDAR.

- La génération de supercontinuum dans les fibres standard

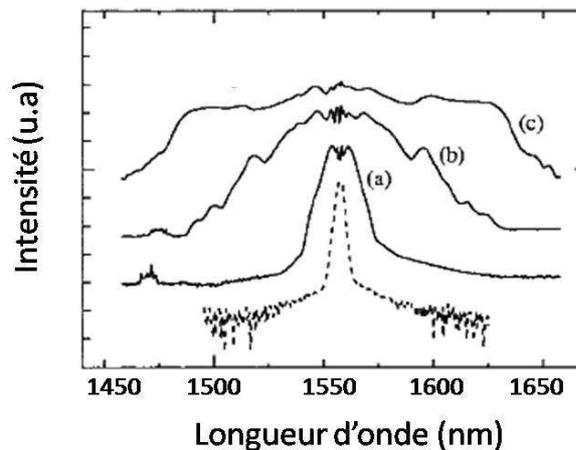
C'est en 1976 que le premier élargissement spectral dans une fibre optique est obtenu [LIN-76]. En effet, Lin et Stolen utilisent une fibre de 20 m de long, dont le diamètre de cœur est de  $7 \mu\text{m}$  et le zéro de dispersion se trouve autour de  $1,3 \mu\text{m}$ . L'injection d'impulsions nanosecondes de quelques kilowatts crête à 530 nm dans cette fibre permet l'obtention d'un spectre de 180 nm de large. Suite à cette expérience innovante, plusieurs études se succèdent. En 1987 [BAL-87], Baldeck *et al.* couplent des impulsions de 25 ps dans une fibre de 15 m de long supportant quatre modes à 532 nm. Grâce à la combinaison de plusieurs effets non-linéaires, ils obtiennent un élargissement de 50 nm de large (Figure I.7). C'est au cours de la même année, qu'une expérience similaire dans une fibre unimodale permet d'obtenir, à l'aide d'impulsions de 830 fs dont la puissance crête est de 530 W, un élargissement spectral de 400 nm [BEA-87].



**Figure I.7** : Elargissement spectral de 50 nm obtenu par Baldeck *et al.* en 1987 [BAL-87]

Depuis 1993 [MOR-93,MOR-94,MOR-95,MOR-96], la fibre optique est une excellente alternative à la propagation de trains d'impulsions dans le domaine des télécommunications. En 1994, Morioka et ses collaborateurs font se propager des impulsions de 6 ps dans une fibre de 4,9 km de long, en régime de dispersion anormal. La puissance crête de 3,8 W permet d'obtenir un élargissement spectral relativement important pour produire un système de multiplexage WDM (« Wavelength Division Multiplexing » en langue anglaise) à 40 voies. Depuis 1995, cette technique a été améliorée pour obtenir des systèmes à 200 voies.

De nouvelles fibres, dont la dispersion peut être invariable sur une plage de longueurs d'onde importante, ont également vu le jour. Ainsi, il est possible de limiter l'élargissement temporel des impulsions au cours de leur propagation. En 1998, Okuno *et al.* [OKU-98] utilisent une fibre à dispersion plate sur 200 nm de bande et obtiennent un élargissement spectral de 280 nm. Au cours de la même année, Takushima *et al.* [TAK-98] injectent des impulsions à 1569 nm dans 1,7 km de fibre à dispersion constante. L'élargissement obtenu est d'environ 200 nm (Figure I.8).

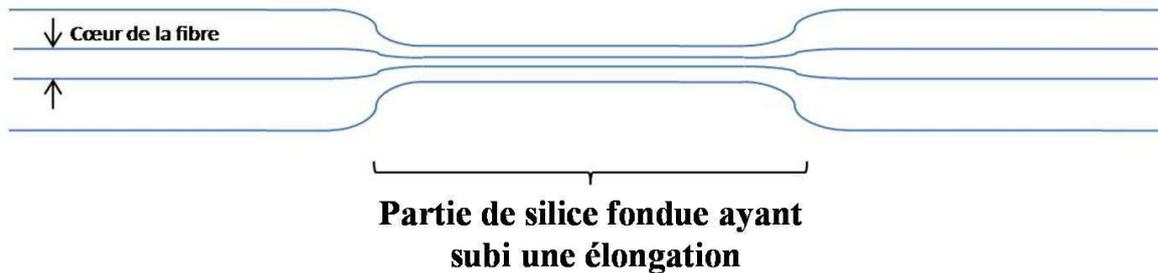


**Figure I.8** : Supercontinuum mesuré par Takushima *et al.* pour différentes puissances moyennes de l'impulsion d'entrée (a) 45 mW (b) 140 mW (c) 210 mW. La courbe en pointillés représente le spectre de l'impulsion d'entrée [TAK-98]

Au-delà de ces fibres à dispersion plate, il est également possible de fabriquer des fibres à dispersion décalée. En effet, en 2003, Mussot *et al.* [MUS-03] montrent le fort potentiel d'un de ces guides, dont le zéro de dispersion est décalé autour de 1550 nm. Grâce à un microlaser de type Nd:YAG, ils génèrent un supercontinuum de plus de 1100 nm de large. Cependant, bien plus qu'un élargissement important, ce papier montre la possibilité de générer des spectres ultralarges grâce à des sources de pompe peu encombrantes et bon marché. En 2004, Champert *et al.* utilisent une fibre dont le zéro de dispersion se trouve à 1545 nm et une source de pompe continue afin de générer un élargissement de 450 nm [CHA-04].

Dans les années 1980, une nouvelle génération de fibres voit le jour, ce sont les guides à transitions adiabatiques, également appelés « taper » (Figure I.9). Ces guides d'ondes sont réalisés par la méthode de fusion-étirage. Sous l'action d'une source de chaleur, généralement une flamme, la fibre est étirée afin d'obtenir la réduction de son diamètre [BIR-92,DUM-93]. Le contrôle des paramètres est constamment maîtrisé tout au long de l'expérience afin d'ajuster précisément la réduction du diamètre du cœur. Plus récemment, l'utilisation de lasers CO<sub>2</sub> a permis d'obtenir des transitions de plusieurs centimètres de long avec une très bonne régularité [KAK-01,YOK-97]. Ces fibres ont la particularité d'augmenter, sans pertes excessives, le confinement du champ électromagnétique. Une modification importante et progressive des conditions de dispersion est également obtenue au niveau de cette transition adiabatique. Ces fibres deviennent de très bonnes candidates pour la génération de supercontinuum et des élargissements spectraux en régime

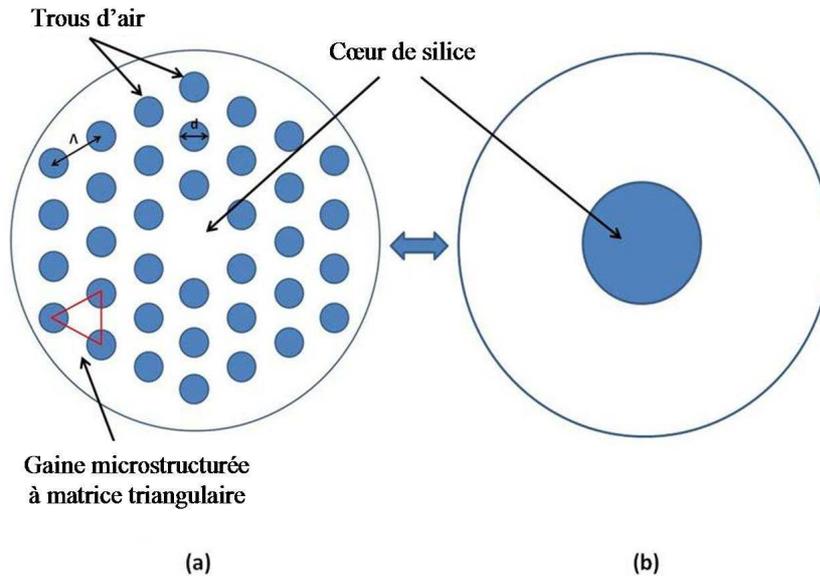
unimodal dans les domaines visible et proche infrarouge sont obtenus [BIR-00,LU-04].



**Figure I.9** : Schéma d'une fibre à transition adiabatique

## I.2.2 Les fibres microstructurées air-silice (FMAS)

Les fibres optiques conventionnelles sont constituées de deux cylindres de verre dont les indices de réfraction sont différents. Si l'indice du cœur est plus élevé que celui de la gaine, le guidage de la lumière va pouvoir se faire par réflexion totale interne (RTI). La possibilité de modifier les propriétés de guidage en introduisant une microstructure dans les fibres optiques a été suggérée en 1974 par Kaiser *et al.* [KAI-74], mais ce n'est qu'en 1996 [KNI-96] que la fabrication de tels guides devient courante. Deux types de fibres microstructurées existent et pour chacune des deux familles, la structure transversale du guide est composée d'un cristal photonique à deux dimensions formé d'un arrangement de trous d'air dans une matrice de silice. Dans un premier temps, nous pouvons distinguer les fibres à cœur solide, dont l'absence de trou au centre de la structure correspond à un défaut permettant le guidage de la lumière. L'indice du cœur est supérieur à celui de la gaine qui est constituée de silice et de trous d'air. La propagation d'une onde optique est alors assurée par le principe de la réflexion totale interne ce qui permet de comparer ce guide à une fibre à saut d'indice (Figure I.10). Dans un second temps, on peut distinguer les fibres à bande interdite photonique (BIP). Elles ont un cœur d'air dont l'indice de réfraction est inférieur à celui de la gaine qui est constituée de silice et de trous d'air. Par conséquent, la propagation de la lumière est basée sur une réflexion cohérente dans la gaine périodique. La première fibre à cœur creux a été décrite en 1999 par Cregan *et al.* [CRE-99]. Leur principal intérêt est qu'elles présentent potentiellement des pertes extrêmement faibles sur une gamme de longueurs d'onde définie. Cependant, on s'attachera dans ce manuscrit à présenter les caractéristiques des fibres microstructurées à cœur solide, principalement utilisées dans la génération de supercontinuum [DUD-06].

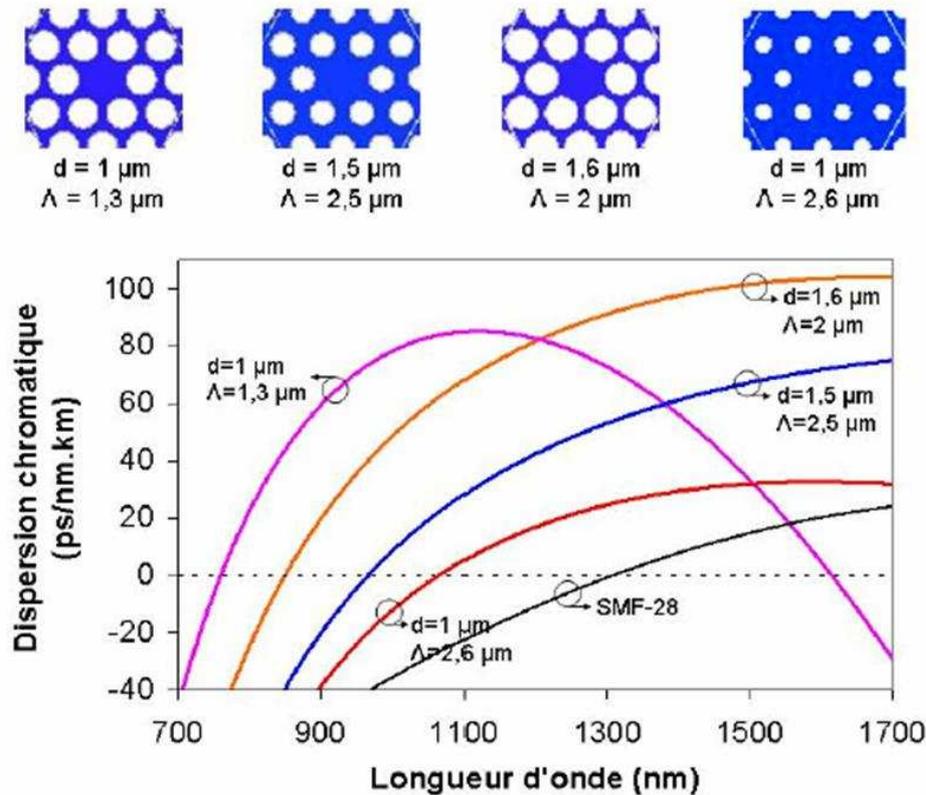


**Figure I.10** : Equivalence entre une fibre à saut d'indice et une fibre microstructurée air-silice (FMAS) à cœur solide. La gaine de la FMAS est à maille triangulaire,  $d$  est le diamètre des trous d'air et  $A$  l'espacement centre à centre entre deux trous

- Dispersion chromatique

Bien que le mécanisme de guidage des fibres microstructurées considérées ici soit identique à celui des fibres conventionnelles, le degré de liberté qu'elles offrent en terme de contrôle de la dispersion est très attractif. En effet, une modification de la taille des trous d'air dans la gaine, ou un positionnement stratégique de ceux-ci aboutira à une modification de la courbe de dispersion totale, comme le montre la figure I.11 [TOM-07]. En 1998, Mogilevtsev *et al.* [MOG-98] prouvent qu'un arrangement particulier de la gaine permet de décaler le zéro de dispersion vers les basses longueurs d'onde. Si ce dernier se situe habituellement vers  $1,3 \mu\text{m}$ , il a été possible, dans un premier temps, de l'abaisser en dessous de  $1270 \text{ nm}$ . C'est ensuite en 2000 que Ranka *et al.* montrent la génération d'un supercontinuum dans une fibre dont le zéro de dispersion se trouve dans une gamme de longueurs d'onde autour de  $770 \text{ nm}$  [RAN-00]. Le couplage d'impulsions nanojoules de  $100 \text{ fs}$  de durée à  $770 \text{ nm}$  dans  $75 \text{ cm}$  de fibre a permis d'engendrer un élargissement de  $550 \text{ THz}$ , couvrant la plage  $400\text{-}1500 \text{ nm}$ . Dans ce genre d'expérience, l'adaptation de la longueur d'onde de pompe avec la longueur d'onde de zéro de dispersion du guide est fondamentale. Cela permet, d'une part, d'augmenter les interactions non-linéaires sur de grandes longueurs tout en conservant un profil temporel bref de l'impulsion de pompe. D'autre part, le chevauchement du spectre de l'impulsion avec la longueur d'onde d'annulation de la dispersion facilite la mise en place d'effets paramétriques de type mélange à quatre ondes. De nombreuses études réalisées avec des fibres dont

le zéro de dispersion correspond à la longueur d'onde d'émission d'un laser Titane:Saphir ( $\approx 800 \text{ nm}$ ) ont été publiées [DUD-06].



**Figure I.11** : Courbes de dispersion chromatique du mode fondamental de différentes fibres microstructurées et d'une fibre standard unimodale de type SMF-28 [TOM-07]

Au-delà du décalage du zéro de dispersion, il a été montré que le profil tout entier de la courbe de dispersion chromatique pouvait être modifié. Ainsi, en adoptant des paramètres opto-géométriques particuliers, il est possible de concevoir des fibres possédant un second zéro de dispersion [FALK-05,FRO-05,HIL-04,MUS-07]. Egalement, plusieurs structures possédant des dispersions plates voire quasi-nulles autour de 1550 nm font leur apparition [KIM-05,KUN-05,SAI-04,TSE-06,YAM-03], offrant un intérêt tout particulier pour des applications de codage optique pour les télécommunications.

Enfin, l'apparition des transitions évolutives, dites adiabatiques (« taper » en langue anglaise) permet une évolution du profil de dispersion de la fibre optique en fonction de la distance de propagation [WAD-05,WIT-06]. Des transitions longues (supérieures à 10 m) réalisées lors du fibrage ou des transitions plus courtes (inférieures à 20 cm) obtenues par une méthode de fusion-étirage ont été démontrées. Cependant la réalisation de ce genre de structure pour les fibres microstructurées est techniquement délicate. En effet, la difficulté majeure lors d'un procédé de

fusion-étirage est de contrôler au mieux la température afin de ne pas collapser les trous. Néanmoins, la maîtrise de ces transitions permet d'obtenir un abaissement très significatif de la longueur d'onde d'annulation de la dispersion et d'obtenir des conversions fréquentielles notables dans la région du visible [FOS-04,GAT-06,LEO-04].

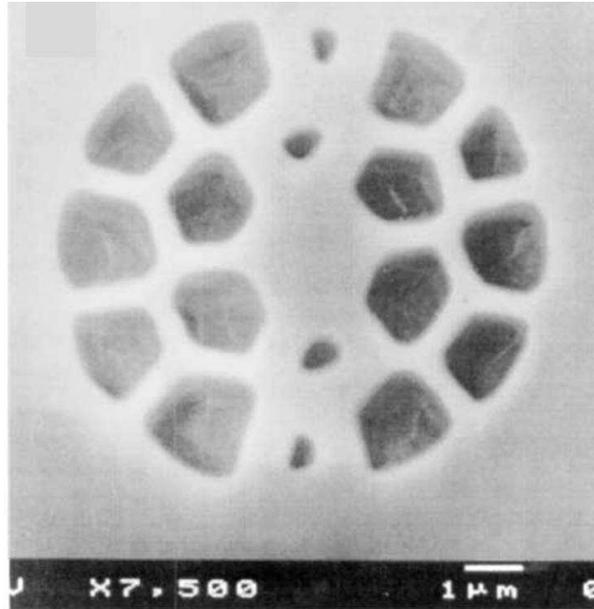
- Propagation unimodale large bande

Un paramètre important de ces fibres est leur capacité à maintenir une population modale restreinte sur une très large gamme spectrale. C'est en 1997 que Birks *et al.* montrent le comportement unimodal d'une fibre microstructurée sur toute la bande de transparence de la silice [BIR-97]. Ils fabriquent ainsi la première fibre infiniment unimodale (« endlessly single mode » en langue anglaise) en montrant que ses caractéristiques dépendent du diamètre des trous de la gaine  $d$  et du pas  $\Lambda$ . Pour un rapport  $d/\Lambda$  inférieur à 0,4, la fibre microstructurée reste unimodale quelle que soit la longueur d'onde se propageant dans ce guide. Cette caractéristique permet par exemple d'engendrer un élargissement spectral ultralarge sur un mode transverse unique. Des applications comme la tomographie optique cohérente ou encore l'imagerie non-linéaire par fluorescence peuvent bénéficier de cette caractéristique innovante.

- Biréfringence

Une fibre non biréfringente est dite isotrope et présente un profil d'indice à symétrie de révolution. Dans une telle fibre, le mode fondamental se propage à la même vitesse quel que soit son état de polarisation. Il n'existe donc qu'une seule valeur d'indice effectif pour tous les modes ayant une répartition énergétique transverse donnée. Dans une fibre biréfringente (anisotrope) il est possible de diviser la coupe transverse du guide en deux directions principales synthétisant les axes propres du guide (axe ordinaire et axe extraordinaire). L'indice effectif des modes dépend alors de leur état de polarisation. Un mode possédant une répartition énergétique transverse donnée peut alors se décomposer en deux autres, appelés modes propres de la fibre. Les directions de polarisation sont alors orientées suivant les axes propres de la fibre. L'axe rapide est caractérisé par une vitesse de phase du mode la plus élevée. L'autre axe est dit lent. Bien que Steel *et al.* [STE-01a] aient montré qu'une structure PCF à symétrie de rotation puisse être en théorie non biréfringente, de petites asymétries (déformations non intentionnelles ou impuretés résiduelles) introduites au cours de la fabrication entraînent généralement une biréfringence résiduelle ( $B_\phi \approx 10^{-7}$ ). On parle alors de biréfringence de contrainte [SCH-05]. Il est également possible d'introduire de manière volontaire une dissymétrie au niveau du profil transverse de la fibre afin

d'exacerber la biréfringence de celle-ci (Figure I.12). Cela permet d'obtenir des biréfringences de phase de l'ordre de  $3,7 \cdot 10^{-3}$  autour de 1550 nm [HAN-00,KAK-03,ORT-00,STE-01b]. Ce genre de fibre fortement biréfringente offre un degré de liberté supplémentaire lors de la mise en place d'effets paramétriques [LET-03,ZHU-04] et permet notamment d'obtenir des évolutions spectrales ajustables lors de la génération de supercontinua.



**Figure I.12** : Image MEB (Microscopie Electronique à Balayage) d'une fibre microstructurée biréfringente [ORT-00]

- Confinement du champ

Un autre avantage majeur qu'offrent les fibres à cristal photonique concerne le confinement extrême du champ électromagnétique. Grâce à la forte différence d'indice entre le cœur et la gaine il est possible d'assurer un guidage efficace de l'énergie optique tout en conservant un cœur de très petite dimension. De fortes densités spatiales de puissance peuvent alors être obtenues et conservées sur de grandes distances de propagation. Les interactions non-linéaires au sein du guide sont alors exacerbées ce qui permet de produire des élargissements spectraux importants sans toutefois changer le milieu non-linéaire (la silice). Il est donc important de noter que ces fibres dites non-linéaires ont la seule faculté de confiner de manière importante l'onde électromagnétique.

- Aire effective et coefficient non-linéaire

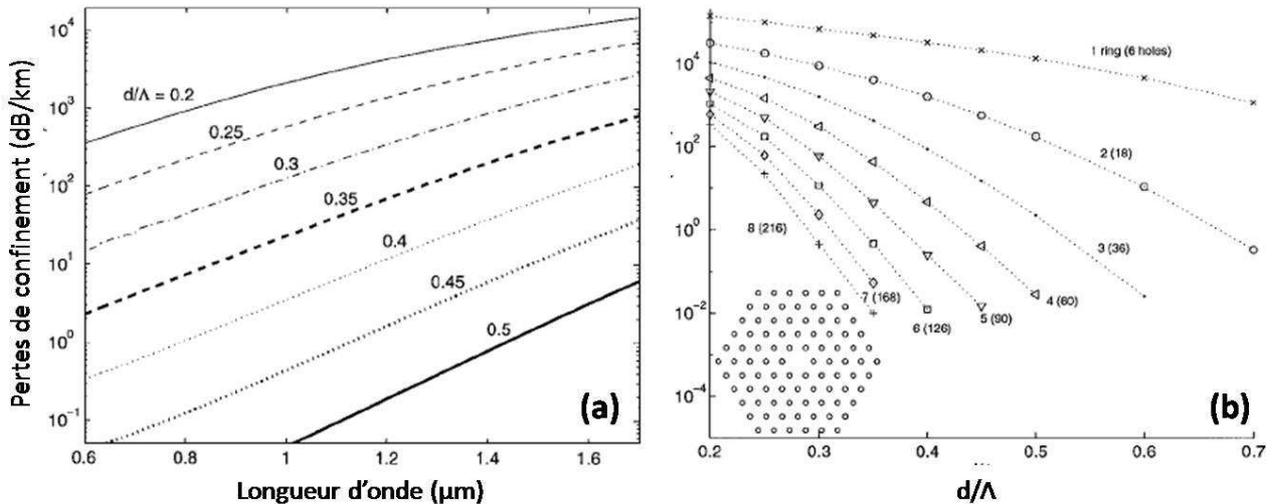
Le coefficient non-linéaire d'auto-modulation de phase  $\gamma$  est inversement proportionnel à l'aire effective du mode guidé :

$$\gamma = \frac{n_2 \times k_0}{A_{eff}} \quad [1.3]$$

avec  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  le nombre d'onde dans le vide,  $n_2$  l'indice de réfraction non-linéaire du matériau ( $n_2 = 3,2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  pour la silice),  $\lambda_0$  la longueur d'onde dans le vide. L'aire effective du mode guidé  $A_{eff}$  permet d'obtenir un renseignement sur l'ampleur des effets non-linéaires au cours de la propagation dans la fibre. Plus celle-ci sera faible, plus les seuils d'apparition des effets non-linéaires seront bas en terme de puissance crête. Il devient donc essentiel de confiner le champ au maximum en jouant sur les paramètres opto-géométriques du guide.

- Pertes

L'inconvénient prédominant des fibres microstructurées réside dans leurs pertes de propagation qui sont relativement importantes. En effet, même si la société japonaise Sumitomo a réalisé des fibres conventionnelles avec des pertes de l'ordre de 0,15 dB/km, il est très difficile à l'heure actuelle de réaliser des guides microstructurés non-linéaires à cœur plein dont les pertes seraient inférieures à quelques dB/km [WHI-01]. Le principal effet conduisant à un affaiblissement du champ lors de la propagation est la diffusion aux interfaces air-silice. Le type et la constitution de la silice sont aussi des paramètres très importants notamment aux longueurs d'onde infrarouges avec la présence d'ions OH<sup>-</sup>. Il paraît donc intuitif, au premier abord, d'augmenter la fraction d'air dans la gaine afin de limiter les pertes et de mieux confiner le champ dans le cœur de la fibre. La figure I.13(a) montre, par exemple, que pour une longueur d'onde donnée et un pas  $\Lambda$  constant égal à 2,3  $\mu\text{m}$ , les pertes de confinement diminuent si on augmente  $d$ . De même, si on augmente le nombre de couronnes d'air dans la gaine, toujours pour un espacement trou à trou fixe de 2,3  $\mu\text{m}$ , les pertes diminuent (Figure I.13(b)) [WHI-01]. Néanmoins, la multiplication des interfaces ajoute, à un degré moindre, des pertes lors de l'utilisation de grandes longueurs de fibre [OLS-05].



**Figure I.13** : Evolution des pertes de confinement à 1550 nm pour une fibre microstructurée lorsque (a) le diamètre des trous  $d$  et (b) le nombre de couronnes d'air dans la gaine évoluent [WHI-01]

Au-delà des pertes linéaires précédemment citées, il est important, dans notre cas, d'ajouter la notion de pertes non-linéaires. Ces pertes sont obtenues par couplage non-linéaire entre différents modes plus ou moins bien guidés ou par couplage entre un mode de cœur et un mode de gaine. Les effets de type Čerenkov spatiaux sont un exemple de ce genre de pertes [REI-97]. Les effets de diffusion peuvent également contribuer à ce genre de couplage.

### *1.2.3 Conclusion : génération de supercontinuum dans les fibres optiques – Avantages des fibres microstructurées*

Depuis la première démonstration par Alfano et Shapiro d'un élargissement spectral important dans un bloc de verre, les recherches autour des supercontinua n'ont cessé d'évoluer. En 1976, Lin *et al.* démontrèrent que les fibres optiques standard pouvaient être d'excellents outils permettant la génération de spectres larges. Ces guides présentent des pertes linéaires extrêmement faibles, au mieux de 0,15 dB/km, et permettent surtout de maintenir, sur de grandes distances de propagation, un confinement important du champ électromagnétique. L'utilisation de systèmes lasers de plus en plus compacts et énergétiques permet alors d'obtenir des émissions spatialement cohérentes avec des spectres de plusieurs centaines de nanomètres de large. Il est néanmoins important de noter que les conditions de propagation dans les fibres standard ne permettaient pas l'utilisation optimale d'impulsions femtosecondes comme source de pompe. L'arrivée des fibres microstructurées en 1996 modifie grandement cet état de fait et ouvre de multiples perspectives dans le domaine des sources à très large bande spectrale. Le façonnage du profil d'indice de ces nouveaux guides peut

être obtenu en modifiant le diamètre des trous de la gaine ou en ajustant leur espacement. Il devient alors très facile de contrôler le profil de la courbe de dispersion chromatique et d'ajuster la longueur d'onde d'annulation de la dispersion sur une valeur prédéterminée. Dans cet objectif, la coïncidence de la longueur d'onde de dispersion nulle avec la longueur d'onde de pompe de sources lasers a permis d'augmenter considérablement les contributions non-linéaires tout en conservant, pour cette radiation de pompe, un profil temporel stable. La génération de continuum en régime femtoseconde, picoseconde, nanoseconde et continu a alors été démontrée. Par ailleurs, l'augmentation importante du confinement extrême du champ électromagnétique a permis de réduire le seuil d'apparition des effets non-linéaires. Ainsi, les interactions non-linéaires sont exacerbées et la génération de supercontinuum améliorée. De plus, les fibres à transition adiabatique permettent un ajustement des conditions de dispersion tout au long de la propagation. La modification de la répartition et de la largeur des trous de la première couronne permet également un contrôle de la biréfringence des fibres. Des valeurs de l'ordre de  $3,7 \cdot 10^{-3}$  pour la biréfringence de phase ont pu être obtenues à une longueur d'onde de 1550 nm. Ce paramètre permet alors d'exacerber les effets paramétriques de type vectoriel et scalaire offrant un degré de liberté supplémentaire pour la génération de spectres ultralarges.

## I.3 Effets non-linéaires dans les fibres optiques

### I.3.1 Effets non-linéaires du troisième ordre

#### I.3.1.1 L'effet Kerr optique

L'effet Kerr optique correspond à l'existence dans un matériau d'une susceptibilité non-linéaire du troisième ordre purement réelle  $\chi^{(3)}$ . Sous l'action d'un champ lumineux intense, les nuages électroniques se déforment. La susceptibilité diélectrique devient donc dépendante des champs en présence. La polarisation  $P$  du matériau peut alors être développée en fonction du champ électrique :

$$P = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} \cdot E + \chi^{(2)} : EE + \chi^{(3)} : EEE + \dots) \quad [I.4]$$

La polarisation non-linéaire du troisième ordre s'écrit alors :

$$P_{NL}(\omega) = \varepsilon_0 \chi^{(3)}(\omega) |E(\omega)|^2 E(\omega) \quad [I.5]$$

avec  $\omega$  la pulsation,  $E$  l'amplitude de l'onde laser et  $\varepsilon_0$  la permittivité non-linéaire du vide. L'indice de réfraction du matériau subit une variation considérée en première approximation comme locale et instantanée. Cette modification provient de la création de dipôles induits dans le matériau par déplacement du centre de gravité des charges électroniques négatives par rapport à celui des charges nucléaires positives :

$$n_{NL}(\omega, I(t)) = n(\omega) + n_2 I(t) \quad [I.6]$$

où  $n(\omega)$  est l'indice de réfraction linéaire du matériau,  $I(t) = \frac{1}{2} n \varepsilon_0 |E(r, t)|^2$  est l'intensité du champ optique appliqué en  $W/m^2$  et  $n_2$  le coefficient non-linéaire en  $m^2 \cdot W^{-1}$ . Ce dernier terme s'obtient en fonction de la susceptibilité non-linéaire d'ordre 3,  $\chi^{(3)}$ , exprimée en  $m^2/V^2$  :

$$n_2 = \frac{3}{4\varepsilon_0 n^2 c} \text{Re}[\chi^{(3)}] \quad [I.7]$$

avec  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide et  $\varepsilon_0$  la permittivité non-linéaire du vide.

La valeur de l'indice de réfraction non-linéaire la plus souvent utilisée est typiquement de  $3,2 \cdot 10^{-20} m^2 \cdot W^{-1}$  pour les fibres standard en silice. Le milieu est considéré comme suffisamment transparent pour négliger la dispersion de la susceptibilité d'ordre trois. Une des conséquences directes de la variation non-linéaire de l'indice de réfraction est le déphasage auto-induit par un champ optique intense se propageant sur une distance  $L$ . Ce déphasage non-linéaire, proportionnel à l'intensité de l'onde, se calcule directement à partir de l'équation [I.6]. Il est donné par :

$$\phi_{NL} = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I(t) L \quad [I.8]$$

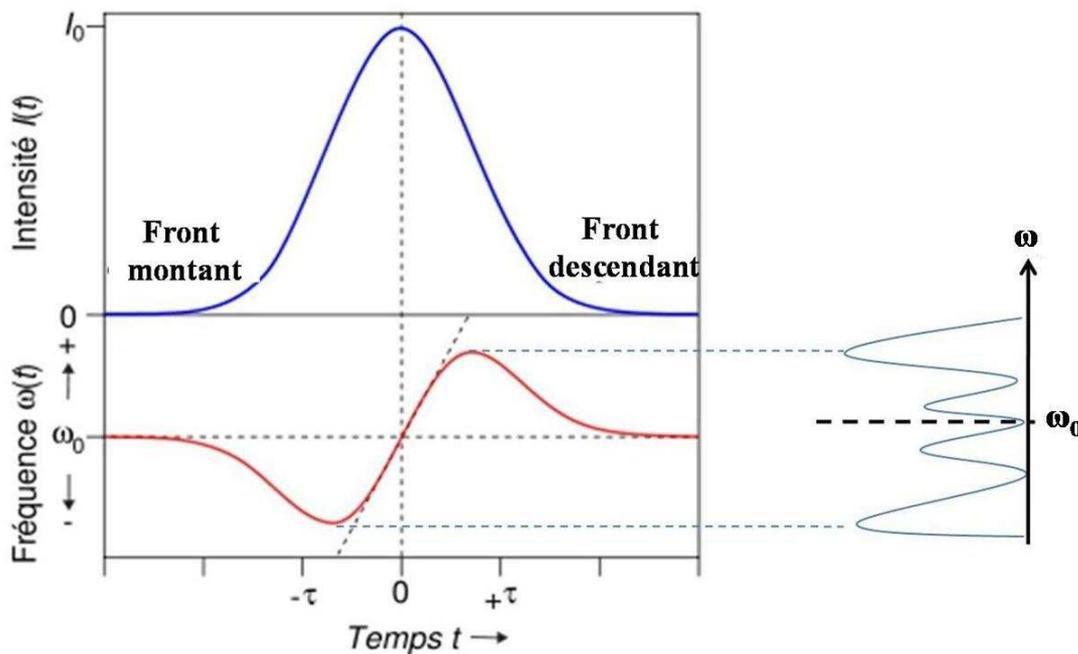
### I.3.1.2 L'automodulation de phase

L'une des premières manifestations de l'effet Kerr optique dans les milieux non-linéaires est l'automodulation de phase. La dépendance quasi-instantanée (réponse électronique) de l'indice de réfraction en fonction de l'intensité lumineuse conduit par exemple une impulsion optique à moduler sa propre phase sous l'effet de sa propre répartition temporelle d'intensité  $I(t)$ . Si l'impulsion est de profil gaussien, il apparaît alors un retard de phase au sommet de l'impulsion. Le déphasage non-linéaire est proportionnel au profil en intensité de l'onde considérée. Ce phénomène d'automodulation de phase (SPM-« Self Phase Modulation » en langue anglaise) se traduit par une

modification du profil de son spectre :

$$\omega(t) = -\frac{d\phi_{NL}}{dt} \propto -n_2 \frac{dI(t)}{dt} \quad [I.9]$$

Ainsi, des fréquences inférieures à la fréquence initiale de l'impulsion sont générées sur le front montant de l'impulsion (aile Stokes) et des fréquences supérieures sur le front descendant (aile anti-Stokes).



**Figure I.14** : Principe de l'automodulation de phase par effet Kerr optique

L'automodulation de phase est observée pour la première fois dans une expérience d'autofocalisation d'impulsions optiques dans une cellule de disulfure de carbone [SHI-67], puis étudiée expérimentalement et analytiquement par la suite dans des liquides [ALF-72] et des fibres optiques [STO-78]. Il est à noter qu'aucune distorsion du profil temporel de l'impulsion n'est obtenue sans la présence de dispersion.

### 1.3.1.3 La modulation mutuelle de phase

Lorsque deux impulsions se propagent dans un milieu non-linéaire, la variation d'indice créée par l'intensité de la première peut être lue par la seconde. Ainsi, au déphasage dû à l'automodulation de phase  $\phi_{NL}$  s'ajoute le déphasage non-linéaire induit par le second champ sur le

premier :

$$\phi_{XPM_{1,2}} = 2n_2 I_{1,2} \frac{2\pi}{\lambda} L \quad [I.10]$$

où  $I_1$  et  $I_2$  sont les intensités respectives des champs 1 et 2,  $n_2$  le coefficient non-linéaire,  $\lambda$  la longueur d'onde et  $L$  la longueur de propagation.

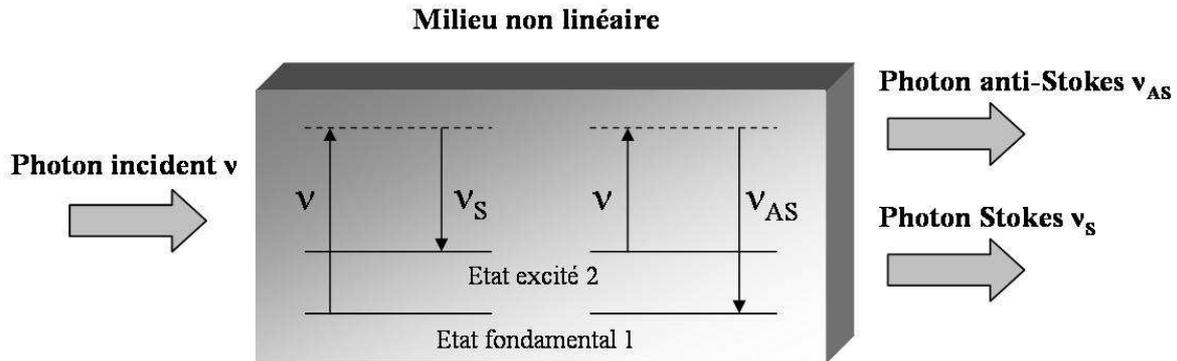
On peut constater d'après les équations [I.8] et [I.10] que pour deux impulsions de même intensité le déphasage dû à l'automodulation de phase sera deux fois moins important que celui induit par la modulation mutuelle de phase.

### *I.3.1.4 La diffusion Raman*

Le phénomène de diffusion Raman a été découvert en 1928 par C. V. Raman [RAM-28]. Contrairement aux effets non-linéaires précédents, l'effet de diffusion Raman est dû à un échange d'énergie entre le champ optique et le milieu diélectrique, on parle alors d'effet inélastique. Ce processus correspond à l'excitation résonante, par application d'un champ lumineux intense, de niveaux de vibration moléculaires (phonons optiques).

#### *I.3.1.4.1 La diffusion Raman spontanée*

Soit un photon incident de fréquence  $\nu$  diffusé de manière inélastique en un photon de fréquence  $\nu_s$ . En raison du principe de conservation de l'énergie on a la relation  $\nu_s = \nu - \nu_{12}$ . La différence d'énergie  $\hbar(\nu - \nu_s) = \hbar\nu_{12}$  entre le photon incident et le photon émis est absorbée par le milieu diffuseur. L'excitation du milieu peut se traduire par une modification de niveau vibrationnel ou rotationnel et la fréquence  $\nu_{12}$  correspond à la fréquence de vibration de la molécule. Lorsque le diffuseur est initialement à l'état fondamental 1, c'est-à-dire au repos, la fréquence diffusée  $\nu_s$  est inférieure à la fréquence incidente d'une quantité correspondant à la fréquence du matériau. Elle est appelée fréquence Stokes. Toutefois, si le diffuseur est initialement dans un état excité 2, il peut effectuer une transition vers le niveau d'énergie inférieur 1, et dans ce cas la lumière va contenir une fréquence supérieure à la fréquence d'excitation, appelée fréquence anti-Stokes :  $\nu_{as} = \nu + \nu_{12}$  (Figure I.15).



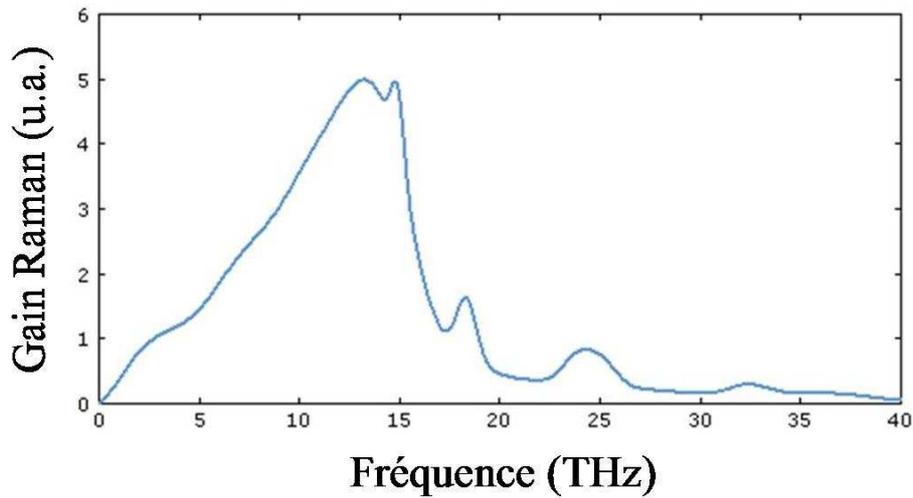
**Figure I.15** : Processus de diffusion Raman spontanée dans un milieu non-linéaire

Dans les milieux solides comme la silice, l'intensité de la lumière diffusée à la fréquence Stokes est très supérieure à celle diffusée à la fréquence anti-Stokes. Cela provient du fait que l'intensité des raies Raman est proportionnelle à la population du niveau initial du processus de diffusion. Il est à noter que le processus de diffusion Raman spontanée est peu efficace.

#### *1.3.1.4.2 La diffusion Raman stimulée*

Dans le cas où le matériau est à la fois éclairé par une onde signal à la fréquence  $\nu_s$  et une onde pompe à la fréquence  $\nu_p$ , un phénomène d'amplification de l'onde signal au détriment de l'onde pompe peut être obtenu. On parle alors de diffusion Raman stimulée. Lors de ce processus, l'efficacité peut être importante et dépasser largement les 10 %.

Le décalage Raman  $\Omega$  est directement déterminé par la constitution du milieu non-linéaire et est égal à la différence de fréquence angulaire entre les ondes pompe et Stokes. Dans les fibres en silice, le gain Raman s'étend sur une très large gamme de fréquences (plus de 40 THz) avec un pic situé autour de 13 THz, comme le montre la figure I.16 [STO-73].



**Figure I.16** : Spectre du gain Raman dans la silice [STO-73]

Ainsi, au cours de la propagation dans une fibre optique, l'onde Stokes (continuellement alimentée en photons par l'onde pompe) est amplifiée et sa puissance croît exponentiellement selon la loi [AGR-07] :

$$P_S(L) = P_S(0)e^{g_R I_0 L} \quad [\text{I.11}]$$

avec  $I_0$  l'intensité de l'onde de pompe,  $g_R$  le gain Raman et  $L$  la longueur d'interaction entre les ondes. Au-delà d'une certaine efficacité de conversion, l'onde Stokes créée est suffisamment énergétique pour engendrer le même processus. Il en résulte la création d'une cascade de raies Stokes.

### I.3.1.5 Le mélange à quatre ondes

Le mélange à quatre ondes (FWM-« Four Wave Mixing » en langue anglaise) consiste à mélanger trois photons de pulsations  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$  pour donner naissance à un quatrième photon de pulsation  $\omega_4$  en respectant deux conditions fondamentales : la conservation de l'énergie (I.12) et l'accord des vitesses de phase (I.13).

$$\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3 \quad [\text{I.12}]$$

$$\vec{k}_4 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_3 \quad [\text{I.13}]$$

avec  $k_i = 2\pi/\lambda_i$ .

Cet effet permet par exemple d'expliquer la génération de troisième harmonique dans les fibres optiques. Il est à noter qu'il est également possible d'obtenir la création de deux photons de

pulsations  $\omega_3$  et  $\omega_4$  par destruction de deux photons de pulsations  $\omega_1$  et  $\omega_2$ . La conservation de l'énergie et la condition d'accord des vitesses de phase s'écrivent alors de la manière suivante :

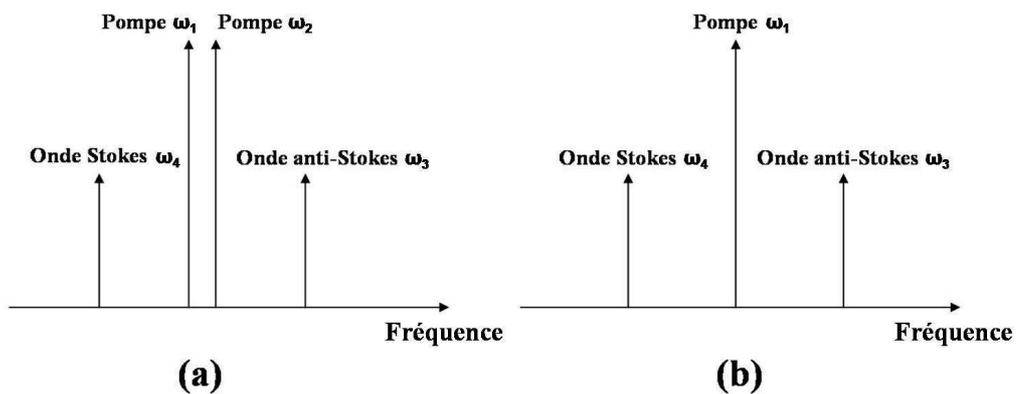
$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 \quad [I.14]$$

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_3 + \vec{k}_4 \quad [I.15]$$

Lorsque les ondes de pompe ont la même pulsation  $\omega_1 = \omega_2$ , nous parlons de mélange à quatre ondes dégénéré :

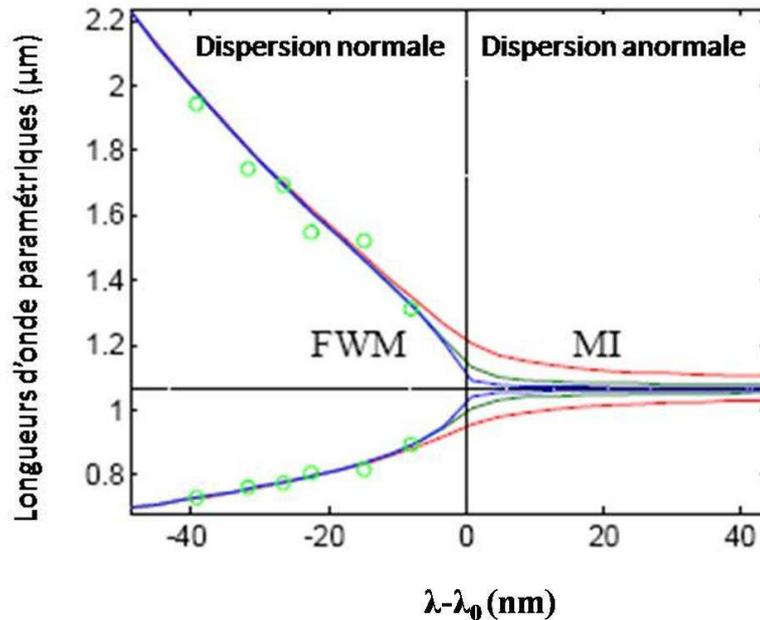
$$2\omega_1 = \omega_3 + \omega_4 \quad [I.16]$$

$$2\vec{k}_1 = \vec{k}_3 + \vec{k}_4 \quad [I.17]$$



**Figure I.17** : Schématisation du mélange à quatre ondes pour (a) deux ondes de pompe et (b) une seule onde de pompe (FWM dégénéré)

De manière similaire à l'effet Raman, on parle d'onde Stokes pour l'onde engendrée à une fréquence plus basse que celle de la pompe et d'onde anti-Stokes pour la radiation émise à une fréquence plus élevée. La position de ces ondes peut être facilement obtenue en tenant compte du profil d'indice du guide considéré. Un exemple de diagramme est donné figure I.18.



**Figure I.18** : Exemple de diagramme d'accord de phase pour un processus de mélange à quatre ondes dégénéré calculé à partir des caractéristiques d'une fibre particulière. Les puissances d'entrée sont de 14 W (courbe bleue), 140 W (courbe verte) et 1400 W (courbe rouge).  $\lambda_0$  correspond à la longueur d'onde du point de dispersion nulle [WAD-04]

### I.3.1.6 Les instabilités de modulation

Le processus d'instabilités de modulation (MI-« Modulational Instabilities » en langue anglaise) est analogue au phénomène de mélange à quatre ondes et nécessite de satisfaire aux conditions d'accord de phase et de conservation de l'énergie. Ce phénomène se traduit, dans le domaine temporel, par des modulations ultrarapides entraînant la génération d'un train d'impulsions à forte fréquence de récurrence. Dans le domaine spectral, des raies latérales, situées autour de la fréquence de pompe, sont alors visibles. Leur écartement dépend des conditions de dispersion, de la puissance injectée et de la distance de propagation. C'est en 1967 que la première démonstration d'instabilités modulationnelles, obtenues dans un liquide, a eu lieu [WHI-67]. Une dizaine d'années plus tard, des expériences dans des fibres optiques sont publiées [HAS-80,TAI-86]. Dans un premier temps, seul le régime de dispersion anormal a été considéré. Plus tard, des résultats en régime de dispersion normal sont apparus. La condition d'accord des vitesses de phase est alors satisfaite grâce à un effet de biréfringence [ROT-90,TRI-89,TRI-97]. Dans ce cas, nous parlons d'instabilités de modulation vectorielles [MIL-01,TON-06]. De manière analogue, l'utilisation de fibres multimodales permet également l'obtention de la condition d'accord de phase. Dans ce cas, la différence de vitesse entre les ondes est compensée par une propagation sur des modes transverses différents [HU-06, MIL-97]. On parle alors d'accord de phase intermodal.

### I.3.1.7 Les effets solitoniques

La démonstration de la première onde solitonique fut réalisée en 1834 par l'écossais John Scott Russell. Il observa la propagation d'une vague sur un canal sur plusieurs kilomètres. Celle-ci remonta le courant sans subir de distorsion spatiale ni d'affaiblissement. Un soliton est donc défini comme une onde solitaire dont les effets dus à la dispersion de son énergie sont compensés par un effet non-linéaire. Le processus de soliton temporel repose sur un équilibre entre la phase introduite par la dispersion chromatique et la phase non-linéaire proportionnelle à la puissance du signal (effet Kerr). Ce sont Hasegawa *et al.*, en 1973, qui furent les premiers à émettre cette théorie [HAS-73].

Le régime solitonique dans les fibres ne s'instaure qu'en régime de dispersion anormal ( $\beta_2 < 0$ ) lorsque le terme de phase provoqué par la dispersion chromatique est exactement compensé par l'automodulation de phase. Mathématiquement, nous pouvons représenter une onde soliton par l'équation suivante :

$$U(t, z) = N \operatorname{sech} \left( \frac{T}{T_0} \right) \quad [\text{I.18}]$$

avec  $T_0$  la largeur de l'impulsion et  $N$  l'ordre du soliton défini par :

$$N = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad [\text{I.19}]$$

où  $P_0$  représente la puissance crête de l'impulsion,  $L_D$  la longueur de dispersion et  $L_{NL}$  la longueur non-linéaire telles que :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad [\text{I.20}]$$

- Ordre des solitons

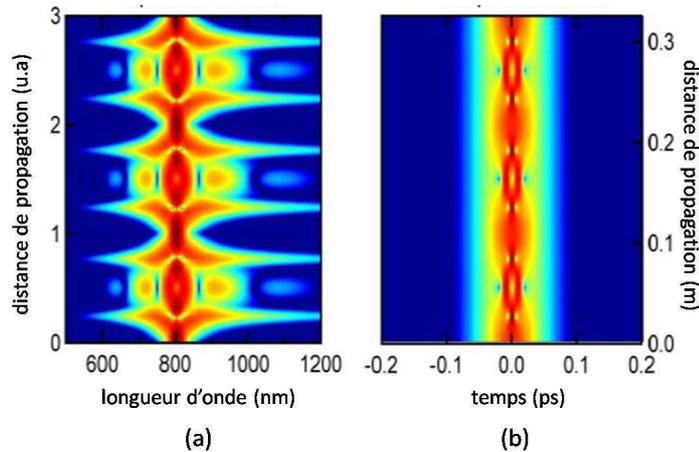
Si  $N=1$ , le soliton garde sa forme temporelle sur toute la distance de propagation dans la fibre. On est alors en présence d'un soliton fondamental.

Si  $N \geq 2$ , on peut parler de soliton d'ordre supérieur. Il peut alors être décrit comme plusieurs solitons fondamentaux se propageant de manière couplée [KOD-87]. La puissance et la largeur temporelle de ce soliton sont définies par les relations suivantes :

$$P_k = \frac{(2N - 2k + 1)^2}{N^2} P_0 \quad [\text{I.21}]$$

$$T_k = \frac{T_0}{2N - 2k + 1} \quad [I.22]$$

avec  $k$  le  $k^{\text{ième}}$  soliton fondamental.



**Figure I.19** : Exemple d'évolutions (a) spectrale et (b) temporelle d'un soliton d'ordre 3 dans une fibre unimodale. La puissance crête injectée est de 1,19 kW et la largeur des impulsions est de 30 fs [DUD-06]

- Interactions des solitons

Les solitons ne se propagent pas dans le milieu non-linéaire sans interagir, contrairement au régime linéaire où chaque impulsion est indépendante. Nous pouvons distinguer deux types d'interactions :

- L'attraction
- La répulsion

De même, les solitons fondamentaux qui composent le soliton d'ordre  $N$  interagissent entre eux en voyageant avec la même vitesse de groupe. Cela entraîne une évolution longitudinale de la structure, qui retrouve sa forme initiale de façon périodique au bout d'une longueur appelée période soliton et décrite par l'expression :

$$z_0 = \frac{\pi}{2} L_D = \frac{\pi T_0^2}{2 |\beta_2|} \quad [I.23]$$

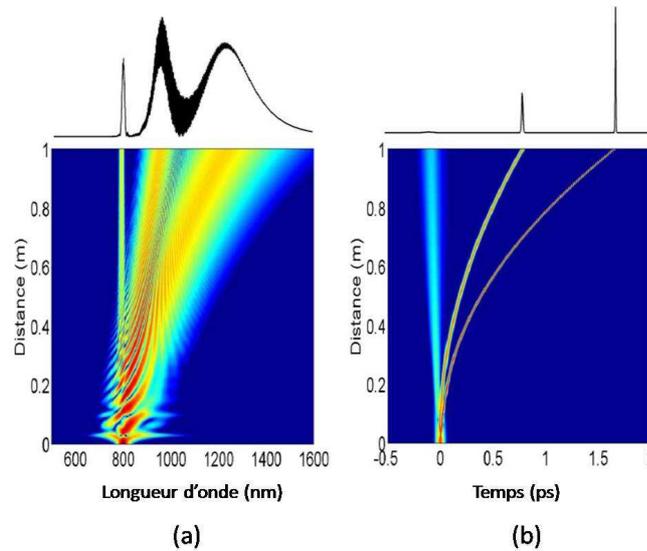
- La fission soliton

Sous l'effet de différentes perturbations tels que les phénomènes de diffusion Raman, de dispersion d'ordre élevé ou d'autoraidissement, un soliton d'ordre  $N$  peut se briser en  $N$  solitons

fondamentaux d'amplitude plus faible [BEA-87,GOL-85,TAI-88,WAI-86]. On parle alors de fission soliton ou « soliton break-up ». On peut définir une longueur de propagation à partir de laquelle la fission a lieu :

$$L_{fission} = \frac{L_D}{N} \quad [I.24]$$

Les  $N$  solitons vont être éjectés un par un selon leur puissance crête et leur durée et vont subir un décalage spectral [DUD-06,LUC-92]. Un exemple de ce phénomène est montré sur la figure I.20.



**Figure I.20 :** Exemple d'évolutions (a) spectrale et (b) temporelle de la fission d'un soliton d'ordre 3. La puissance crête est de 1,19 kW et la largeur d'impulsion de 30 fs [DUD-06]

- Autodécalage en fréquence des solitons

C'est en 1986 que le décalage en fréquence des solitons est découvert [MIT-86]. La même année, un modèle simple décrit par Gordon [GOR-86] montre que le décalage fréquentiel  $\Delta_{f_k}$  subit par un soliton de largeur  $T_k$  après une distance de propagation égale à  $z$ , est défini par :

$$\Delta_{f_k} = \frac{\lambda^2 D(\lambda) q(T_k) z}{T_k^4} \quad [I.25]$$

avec  $D(\lambda)$  la dispersion et  $q(T_k)$  le recouvrement entre le spectre du soliton et le spectre du gain Raman. Ce phénomène d'autodécalage, appelé « Self Frequency Shift » (SFS) en langue anglaise, peut être interprété comme une amplification des basses fréquences de l'impulsion solitonique au détriment des hautes fréquences sous l'effet du gain Raman. Cela entraîne alors une modification du contenu spectral du soliton et un décalage de sa fréquence centrale. Cependant, plusieurs paramètres peuvent affecter ce décalage, notamment les pertes et la variation de dispersion du milieu

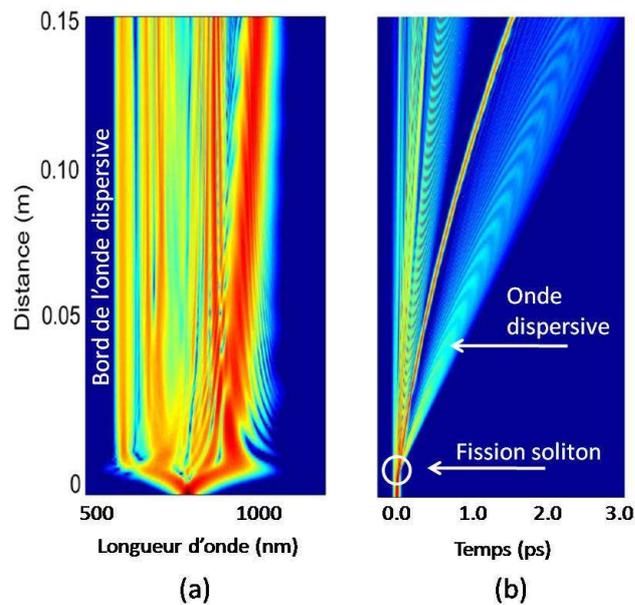
non- linéaire.

- Génération d'une onde dispersive

La génération d'une onde dispersive est habituellement obtenue lors du processus de fission d'une onde solitonique à proximité de la longueur d'onde d'annulation de la dispersion [DUD-06]. Les solitons issus de cette fission vont alors « entrer en résonance » avec une onde se propageant en régime de dispersion normal. Les conditions nécessaires à cette résonance sont :

- ✓ Un accord des vitesses de phase entre l'onde et le soliton
- ✓ Un recouvrement spectral entre les deux radiations

Plus le soliton est loin de la longueur d'onde de dispersion nulle et plus la longueur d'onde permettant de satisfaire la condition d'accord de phase est située loin en régime de dispersion normal. Cette onde est alors dite « onde dispersive » et permet l'élargissement du spectre en régime de dispersion normal.



**Figure I.21** : Evolutions (a) spectrale et (b) temporelle d'une onde dispersive [DUD-06]

### I.3.2 Effet non-linéaire du second ordre : génération de second harmonique

La génération de second harmonique est un processus non-linéaire du second ordre faisant intervenir la susceptibilité non-linéaire d'ordre 2,  $\chi^{(2)}$ . Sous l'action d'un champ incident intense, un milieu non-linéaire a une réponse locale et instantanée du type :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 [\chi^{(1)} \vec{E}(\omega) + \chi^{(2)} \vec{E}^2(\omega)] \quad [I.26]$$

avec  $\vec{E}(\omega) = \vec{E}_0 \sin(\omega t)$ ,  $E_0$  étant l'amplitude maximale du champ et  $\omega$  la pulsation de l'onde monochromatique. La polarisation peut alors être décomposée en série de Taylor au voisinage de  $E_0$  et s'écrire de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \vec{P} &= \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}_0 \sin(\omega t) + \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}_0 \vec{E}_0 \sin^2(\omega t) \\ \vec{P} &= \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}_0 \sin(\omega t) + \frac{\varepsilon_0 \chi^{(2)}}{2} \vec{E}_0 \vec{E}_0 (1 - \cos 2\omega t) \\ \vec{P} &= \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}_0 \sin(\omega t) + \frac{\varepsilon_0 \chi^{(2)}}{2} \vec{E}_0 \vec{E}_0 - \frac{\varepsilon_0 \chi^{(2)}}{2} \vec{E}_0 \vec{E}_0 (\cos 2\omega t) \end{aligned} \quad [I.27]$$

Le premier terme de l'équation représente la polarisation linéaire. Le second terme est associé au phénomène de rectification optique, induisant la mise en place d'un champ électrique statique à partir d'une onde lumineuse. Enfin, le dernier terme correspond à la composante rayonnant une onde lumineuse à la fréquence double de celle du faisceau de pompe. Cette composante est à l'origine du processus de doublage de fréquence, également appelé génération de second harmonique (GSH). L'effet de GSH est proportionnel au carré de la puissance de pompe.

Plus généralement, si on considère deux ondes copolarisées de pulsations  $\omega_1$  et  $\omega_2$  traversant un milieu non-linéaire, telles que :

$$E(t) = E_1 \cos(\omega_1 t) + E_2 \cos(\omega_2 t) \quad [I.28]$$

Dans un milieu à non-linéarité quadratique, la réponse dipolaire est donc de la forme :

$$\begin{aligned} \vec{P} &= \varepsilon_0 \chi^{(1)} E_1 \cos(\omega_1 t) + \varepsilon_0 \chi^{(1)} E_2 \cos(\omega_2 t) + \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_1^2 \cos^2(\omega_1 t) \\ &+ \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_2^2 \cos^2(\omega_2 t) + 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_2 \cos(\omega_1 t) \cos(\omega_2 t) \end{aligned} \quad [I.29]$$

On peut ainsi voir apparaître les termes de doublage de fréquence des ondes à  $\omega_1$  et  $\omega_2$ , mais aussi les termes de somme et de différence de fréquence.

<u>Phénomènes non-linéaires</u>	<u>Termes de l'équation de polarisation P(t)</u>
Somme de fréquence	$\varepsilon_0\chi^{(2)}E_1E_2\cos[(\omega_1+\omega_2)t]$
Différence de fréquence	$\varepsilon_0\chi^{(2)}E_1E_2\cos[(\omega_1-\omega_2)t]$
Doublage de fréquence	$\frac{1}{2}[\varepsilon_0\chi^{(2)}E_1^2\cos(2\omega_1t)]$
	$\frac{1}{2}[\varepsilon_0\chi^{(2)}E_2^2\cos(2\omega_2t)]$
Redressement optique	$\frac{1}{2}[\varepsilon_0\chi^{(2)}(E_1^2+E_2^2)]$

**Tableau I.1** : Bilan des phénomènes non-linéaires d'ordre 2

Le processus de doublage de fréquence est donc un mélange à trois ondes qui doit satisfaire deux conditions : la conservation de l'énergie et l'accord des vitesses de phase :

$$\omega + \omega = 2\omega \quad \text{[I.30]}$$

$$2\vec{k}_\omega - \vec{k}_{2\omega} = 0 \quad \text{[I.31]}$$

avec  $k_\omega$  et  $k_{2\omega}$  les vecteurs d'onde pour les pulsations  $\omega$  et  $2\omega$ .

Dans les fibres en silice le matériau est du type centrosymétrique ce qui implique que la susceptibilité d'ordre deux  $\chi^{(2)}$  est nulle. Il est alors théoriquement impossible d'obtenir un processus de génération de second harmonique. Néanmoins, plusieurs investigations, publiées depuis plus d'un quart de siècle, montrent une possibilité d'obtenir ce genre d'interaction dans les matériaux à structure centrosymétrique grâce à une évolution spatiale abrupte du champ électromagnétique [TER-87], un effet de surface [BOY-86] ou à cause d'inhomogénéités introduites dans le matériau [OST-86]. Les fibres optiques sont particulièrement prédisposées pour observer un tel effet grâce à un fort confinement du champ électromagnétique sur des longueurs importantes. Cet effet de mélange à trois ondes a été principalement observé, de manière spontanée, dans les fibres dopées (germanium, phosphore, ions terre-rare...) [FUJ-80, MAR-88, OST-87, OST-91, SAS-81]. L'accord des vitesses de phase entre les ondes était alors obtenu ponctuellement par la présence de biréfringences locales engendrées par l'implantation d'ions permettant de briser la symétrie du matériau. Le processus de doublage de fréquence est alors la résultante de conversions multiples indépendantes incohérentes entre elles [STO-87]. Cette conversion est alors peu efficace avec des taux de conversion proches de  $10^{-8}$ .

A partir de cet effet de conversion de fréquence spontanée, il a été montré qu'un effet de marquage du matériau pouvait conduire à la formation d'un réseau d'indice longitudinal permettant d'obtenir l'accord des vitesses de phase entre les ondes fondamentale et harmonique. On parle alors

de quasi-accord de phase par « poling » optique [STO-87]. De plus, cet effet d'inscription augmente l'inhomogénéité du matériau et donc son potentiel à présenter une non-linéarité d'ordre deux plus forte. Un grand nombre d'investigations concernant cet effet de « poling » dans les fibres ont été publiées. Nous reviendrons en détail sur ces travaux dans le chapitre IV de ce manuscrit.

### *1.3.2.1 Le quasi-accord de phase*

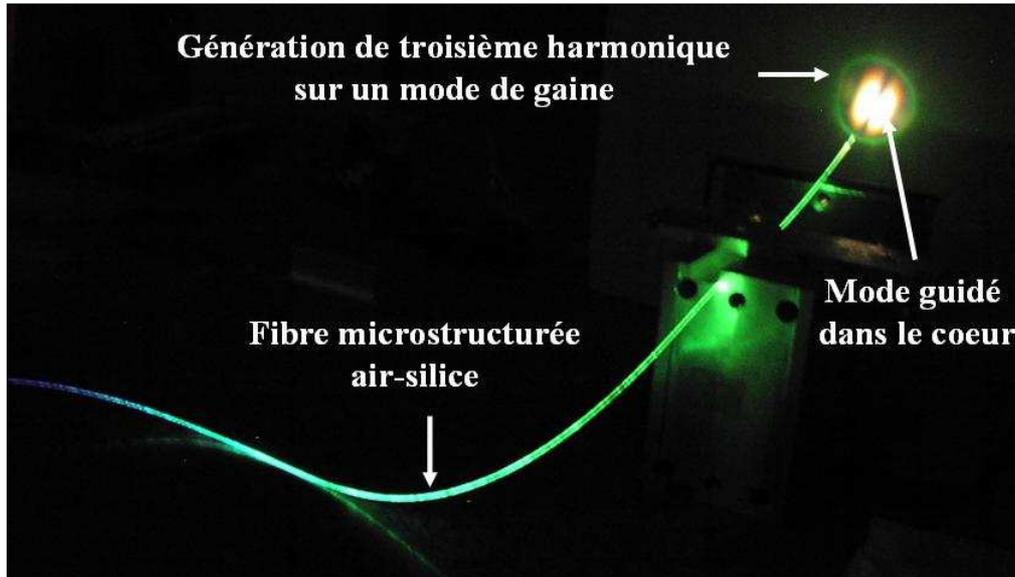
Comme mentionné précédemment, les efficacités de conversion au second harmonique dans des fibres dopées sont très faibles en raison du fort désaccord en phase. Pour pallier ce problème, la technique de quasi-accord de phase a été proposée en 1962 [ARM-62] puis développée durant les années 1990. Son principe est simple et consiste, à défaut d'annuler exactement le désaccord de phase, à le remettre à zéro périodiquement. Pour cela, il est nécessaire d'appliquer à l'échantillon, de manière externe, un champ électrique  $d_c$  afin de créer une susceptibilité non-linéaire d'ordre deux efficace. Cette technique permet alors d'exacerber la génération de second harmonique en inversant périodiquement le signe de  $\chi^{(2)}$  sur toute la longueur de la fibre optique [MYE-97]. La périodicité correspond exactement à la longueur de cohérence entre les ondes fondamentale et harmonique. Elle est définie comme la distance au bout de laquelle la différence entre les ondes est égale à  $\pi$ . Il est possible d'obtenir ce quasi-accord de phase en utilisant différentes techniques de « poling », comme par exemple le « poling » thermique ou le « poling » électrique. La méthode que nous allons développer ultérieurement est une technique de photo-inscription toute optique, également appelée « poling » optique.

### *1.3.2.2 Accord de phase de type Čerenkov*

La connaissance de l'effet Čerenkov remonte aux années 1910, lorsque Marie Curie prouva que l'eau produisait de la lumière lorsqu'elle était soumise à une source radioactive. C'est ensuite en 1934 que Pavel Čerenkov démontra l'indépendance de la composition du fluide à la radiation, ce qui écartait la théorie de fluorescence émise précédemment. Si l'on considère un milieu d'indice de réfraction  $n$ , on définit la vitesse de la lumière dans ce milieu telle que  $v_l = c/n$ . Si une particule traverse ce milieu avec une vitesse  $v$  supérieure à  $v_l$ , elle interagit alors avec le milieu tout au long de son parcours et perturber la polarisation des couches électroniques des atomes qu'elle va rencontrer. Chaque atome sera donc émetteur d'une radiation dont les interférences constructives de chacune d'entre elles mèneront à la création d'un front d'onde cohérent sous forme de cône de lumière.

Dans les fibres optiques, cet effet Čerenkov traduit le fait d'obtenir une conversion de fréquence

en régime non-colinéaire. L'accord de phase est alors obtenu entre un mode guidé à la longueur d'onde de pompe fondamentale et un mode de gaine. Des mélanges paramétriques comme la génération de second harmonique [CHI-90,CHI-92,KRI-96,SCH-03] et la génération de troisième harmonique [GAB-83,THO-94] ont ainsi été établis. La répartition transverse d'énergie convertie est alors obtenue sous la forme d'un anneau de lumière (champ lointain), comme le montre la figure I.22.



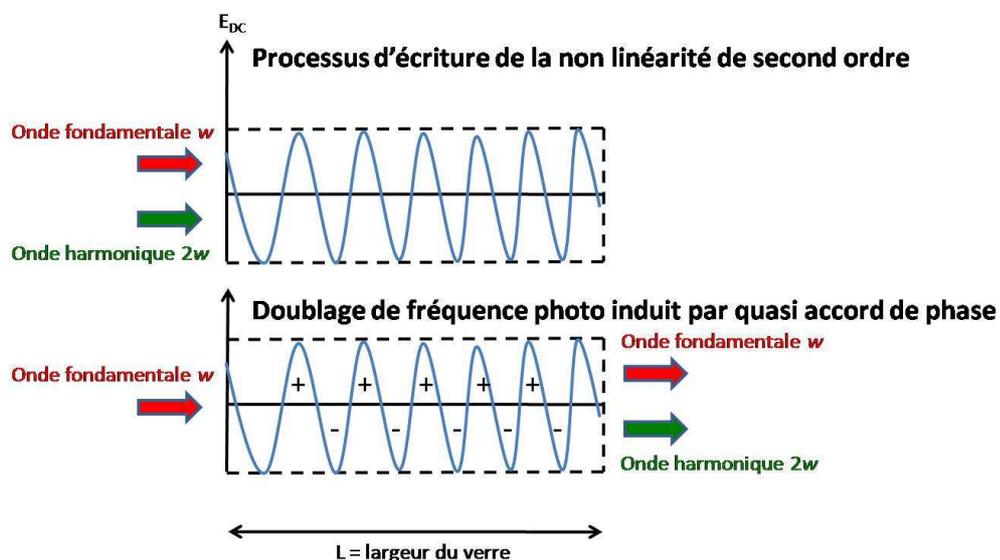
**Figure I.22** : Observation en champ lointain de génération de troisième harmonique en sortie d'une fibre microstructurée air-silice pompée à 1064 nm

### *1.3.2.3 Exacerbation du phénomène par effet de « poling » : « poling » optique*

Comme nous l'avons vu précédemment, les fibres de silice sont des milieux isotropes, présentant une absence de susceptibilité électrique non-linéaire du second ordre,  $\chi^{(2)}$ . Cependant, il est possible de marquer le matériau afin de créer cette susceptibilité et d'obtenir la lecture de cette modification en régime de quasi-accord de phase. On parle alors de « poling ». Il existe plusieurs méthodes permettant d'obtenir ce genre d'effet : le « poling » thermique [MYE-91], le « poling » électrique [MYE-95], le « poling » UV [FUJ-94], le « poling » optique [STO-87]. Nous exposerons ici seulement la méthode du « poling » optique.

La méthode opto-optique d'inscription d'une non-linéarité d'ordre deux dans une structure centrosymétrique a été observée puis expérimentée dans les années 1986-1987 [OST-86,STO-87].

Cette technique consiste à illuminer simultanément le matériau avec une onde fondamentale et une onde à la fréquence double. Par l'intermédiaire du coefficient Kerr, le battement entre les deux radiations donne naissance à un champ statique qui induit un déplacement des charges libres. Ainsi, une modification de la centrosymétrie du matériau est obtenue et un réseau périodique est créé. Cette phase d'écriture est plus ou moins rapide en fonction de l'intensité des ondes et de l'absorption du matériau. Après cette phase de préparation, la lecture de la non-linéarité est réalisée en envoyant uniquement l'onde fondamentale. Il est généralement observé un effacement partiel du réseau photo-inscrit et une diminution progressive de la conversion en fonction du temps. Ce phénomène est expliqué par une modification de la différence de phase entre les ondes fondamentale et harmonique entre la phase d'écriture et la phase de lecture. Il a également été montré une saturation de la conversion de fréquence à cause de l'automodulation de phase de l'onde fondamentale lors de sa propagation dans le milieu non-linéaire [EHR-92]. La cohérence du signal au second harmonique a également été étudiée et mise directement en relation avec la longueur du réseau photogénéré. Cette méthode de « poling » a été expérimentée dans des fibres optiques en silice [OST-86,STO-87], des polymères [FIO-97] ou encore des verres à base d'oxyde [DRI-94,NAG-02].



**Figure I.23 :** Représentation schématique des processus d'écriture et de lecture du « poling » optique

### *I.3.3 Conclusion sur les effets non-linéaires dans les fibres optiques*

Les élargissements spectraux dans les fibres optiques sont obtenus grâce à la mise en place de plusieurs effets non-linéaires utilisant principalement la susceptibilité non-linéaire d'ordre trois du matériau. On peut séparer ces phénomènes en deux groupes distincts.

Le premier groupe concerne les effets qui ne requièrent aucune condition d'accord des vitesses de phase pour exister. Ils peuvent être obtenus pour n'importe quelle valeur de la dispersion mais ne sont pas pour autant insensibles au profil opto-géométrique du guide d'onde utilisé. Parmi eux, l'automodulation de phase et la modulation mutuelle de phase sont les premiers effets apparaissant au cours de la propagation et ont la capacité d'introduire des éclatements spectraux modérés tout en conservant une cohérence entre les ondes. Parmi les effets de diffusion, seul le phénomène Raman contribue de manière significative aux conversions non-linéaires large bande. Son effet se manifeste de manière différente selon le signe de la dispersion mais est principalement dirigé vers les hautes longueurs d'onde. En régime de dispersion normal, une cascade de raies Stokes permet d'obtenir un effet d'explosion spectrale inhomogène. En régime de dispersion anormal, le gain Raman est généralement combiné avec des effets de type solitonique conduisant à un élargissement assez homogène d'un point de vue spectral, mais très chahuté d'un point de vue temporel. Bien évidemment cela est à mettre en relation avec le profil temporel de la source de puissance utilisée. Les effets solitoniques sont également des phénomènes fondamentaux conduisant à une évolution importante du spectre. Ils apparaissent uniquement dans le domaine de dispersion anormal. Cependant, ils ont la capacité d'induire des conversions non-linéaires par couplage avec des ondes dispersives. Ainsi, les propagations solitoniques permettent d'alimenter l'élargissement spectral en régime de dispersion normal.

Le second groupe d'effets non-linéaires concerne les phénomènes de type paramétrique qui nécessitent le respect des conditions de conservation de l'énergie et d'accord des vitesses de phase. Les mélanges à quatre ondes sont les principaux effets obtenus dans les fibres même si nous ne pouvons exclure les mélanges à trois ondes découlant d'une modification de la centrosymétrie locale du matériau. Ces mélanges à quatre ondes permettent donc d'obtenir des conversions de fréquence de manière symétrique en fréquence autour de l'onde de pompe et cela sur de très larges domaines spectraux. De multiples caractéristiques des fibres optiques permettent de satisfaire la condition d'accord des vitesses de phase : dispersion, biréfringence, effets modaux.

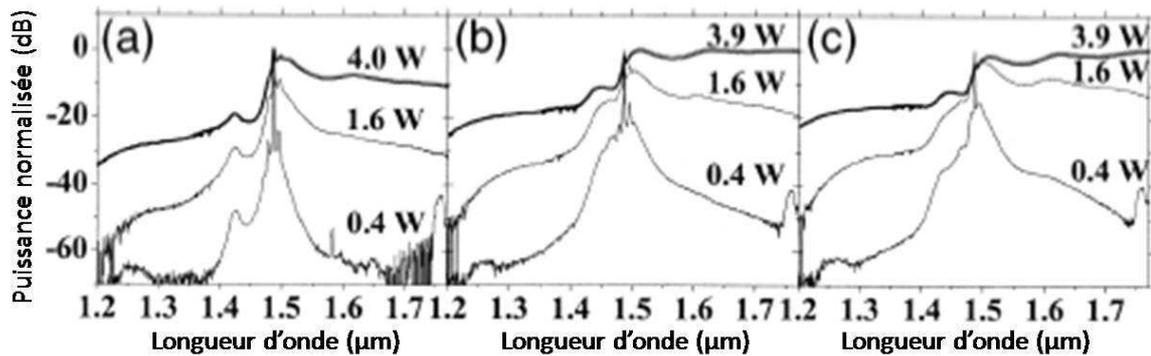
Enfin, les mélanges à trois ondes utilisant la susceptibilité non-linéaire du second ordre sont également une potentialité d'obtenir des conversions de fréquence sur une large bande spectrale. Bien que la silice soit, *a priori*, un matériau de type centrosymétrique, plusieurs études ont montrées l'existence de somme et de différence de fréquence à trois ondes. Néanmoins, même si une conversion a pu être obtenue, aucune étude n'a montré son potentiel dans l'établissement d'un élargissement spectral large bande.

## *I.4 Génération de supercontinuum : les différents régimes de pompage*

La génération de supercontinuum dans les fibres optiques est basée sur l'établissement d'effets non-linéaires dépendant d'une part, de la puissance de l'onde initiale et d'autre part, des caractéristiques du guide considéré (longueur, diamètre, dispersion chromatique). Dans ces conditions, le type d'excitation utilisé permet de contrôler plus ou moins l'importance des effets non-linéaires par rapport aux effets de dispersion. Des élargissements spectraux de plusieurs centaines de nanomètres ont été observés en régimes d'impulsions nanosecondes, picosecondes et femtosecondes, mais aussi en régime d'excitation pseudo-continu. Chaque régime d'excitation a alors des caractéristiques particulières en terme de profil spectral, de profil temporel et de cohérence du signal obtenu.

### *I.4.1 Le régime continu*

Les lasers continus délivrent des puissances crête très inférieures aux puissances des lasers déclenchés. Pour pallier cette différence, l'utilisation de grandes longueurs de fibres hautement non- linéaires est requise. En 2004, Abeeluck *et al.* [ABE-04] utilisent un laser continu émettant à 1486 nm pour pomper une fibre dont le zéro de dispersion se trouve à 1480 nm. Le régime de dispersion initial est donc légèrement anormal. Ils obtiennent ainsi un élargissement spectral dû aux instabilités de modulation et au gain Raman (figure I.24). Ces deux effets non-linéaires contribuent fortement à l'asymétrie du spectre du côté des hautes longueurs d'onde. Les élargissements spectraux s'étalent alors sur plus de 600 nm avec des densités spectrales de puissance importantes ( $> 0,5 \text{ mW/nm}$ ).



**Figure I.24 :** Evolution d'un supercontinuum en régime continu pour trois longueurs de fibre hautement non-linéaire  
(a) 0,5 km (b) 1,0 km et (c) 1,5 km [ABE-04]

Plus récemment, Sylvestre et ses collaborateurs utilisent un système de double-pompage afin d'obtenir un élargissement spectral homogène de 1200 à 2000 nm. Ils associent différentes fibres (fibre SMF, fibre à dispersion décalée) afin d'obtenir un supercontinuum au profil particulier [SYL-06]. Ces résultats sont obtenus dans des fibres dopées non microstructurées présentant des pertes de propagation faibles. Ainsi, des longueurs de fibre entre 0,5 et 2 km ont été utilisées.

Les fibres microstructurées sont également de très bons composants pouvant permettre d'obtenir des élargissements spectraux importants. Néanmoins, leur principal inconvénient réside dans leurs pertes ( $>10$  dB/km). Cependant, Avdokhin *et al.* [AVD-03] ont réussi à montrer un élargissement de plus de 400 nm en pompant une fibre microstructurée à 1065 nm. Une densité spectrale de 12 mW/nm a été obtenue.

## I.4.2 Le régime nanoseconde

La première expérience d'élargissement spectral dans les fibres en régime nanoseconde est réalisée par Lin et Stolen en 1976 [LIN-76]. De nombreuses autres expérimentations ont alors suivi. En 2002, Champert *et al.* [CHA-02] utilisent un laser à fibre dopée ytterbium émettant des impulsions à 1064 nm. Ils obtiennent un élargissement de plus de 400 nm du côté des hautes longueurs d'onde, généré sur le mode fondamental. En 2003, Town *et al.* [TOWN-03] injectent des impulsions de 42 ns dans 2 m de fibre, grâce à un laser Nd:YAG. La principale caractéristique de ce régime de pompage réside dans la largeur des impulsions qui permet d'obtenir des conversions non-linéaires sans l'implication néfaste de la différence des vitesses de groupe. Ainsi la modulation mutuelle de phase entre des longueurs d'onde très éloignées reste efficace et augmente davantage la plage de conversion de fréquence. La longueur de fibre réellement utile est également accrue ce qui

donne lieu à des spectres assez plats en comparaison de ce qui est obtenu en régime femtoseconde. Il est également à noter que la puissance crête pouvant être couplée sans détérioration de la face d'entrée de la fibre reste limitée à quelques kilowatts crête. C'est en 2001 que Provino *et al.* utilisent, pour la première fois, des sources ultracompactes de type « microchip » pour obtenir une génération de continuum très large en régime d'impulsions subpicosecondes [PRO-01]. Cependant il est encore très difficile d'obtenir la génération de longueurs d'onde bleues et ultraviolettes avec de telles sources émettant principalement dans le proche infrarouge.

Une alternative à ce problème réside dans la fabrication de fibres à transitions adiabatiques. C'est en 2004 que Leon-Saval *et al.* [LEO-04] déplacent le zéro de dispersion d'une fibre microstructurée vers 532 nm correspondant à la longueur d'onde de pompe de leur expérimentation. Ils arrivent ainsi à générer un élargissement s'étendant de 400 à 800 nm sur le mode fondamental. Néanmoins, le très faible diamètre de cœur (submicronique) ne permet pas de coupler de fortes densités spectrales de puissance, ce qui conduit à la génération de spectres peu lumineux. Dans une configuration similaire, Kudlinski *et al.*, en 2006 [KUD-06], génèrent un supercontinuum de l'UV jusqu'au proche infrarouge. Dans cette expérimentation, la transition adiabatique a été réalisée sur plusieurs mètres lors du fibrage du guide en silice. L'utilisation de fibres à très petits cœurs paraît alors nécessaire dans le but de générer des spectres vers l'ultraviolet. Cependant, en 2006, Genty *et al.* [GEN-06] démontrent la génération d'un élargissement spectral dans 100 m de fibre à très large cœur (fibre LMA-« Large Mode Area » en langue anglaise). L'injection est alors beaucoup plus simple du fait du grand diamètre de cœur (100  $\mu\text{m}$ ). Néanmoins, la longueur d'onde d'annulation de la dispersion est située au-delà de 900 nm limitant l'extension des conversions dans l'ultraviolet.

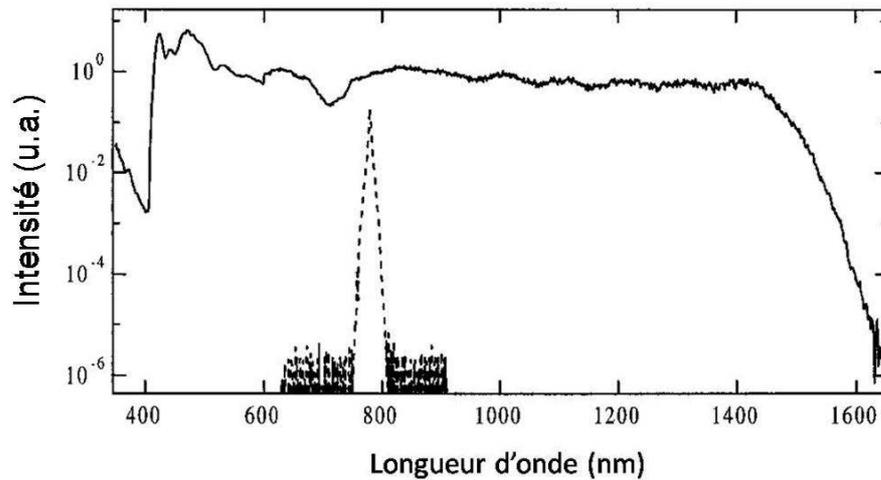
### I.4.3 Le régime picoseconde

Le régime picoseconde permet de faire un compromis entre des durées d'impulsions relativement importantes (nanoseconde) et des durées très faibles (femtosecondes). Dans ces conditions, il est possible de contrôler partiellement l'évolution du spectre en favorisant soit la non-linéarité avec des fibres courtes soit en ajoutant de la dispersion avec des fibres plus longues. L'ensemble des effets non-linéaires est alors combiné tout en favorisant certains d'entre eux en fonction de la durée des impulsions utilisées et de la dispersion des guides. La première démonstration de génération de supercontinuum grâce à des impulsions picosecondes est réalisée en 1987 par Baldeck *et al.* [BAL-87]. Plusieurs études ont suivi, et c'est en 1994 que Morioka *et al.*

[MOR-94] injectent des impulsions de 6 ps dans 4,9 km de fibre, en régime de dispersion anormal. L'élargissement obtenu a été utilisé afin d'élaborer un système de multiplexage WDM à 40 voies. En 1998, l'utilisation d'une fibre à dispersion plate près de 1,55  $\mu\text{m}$  [SOT-98] entraîne un élargissement de 325 nm. Puis en 2002, Coen *et al.* [COEN-02] utilisent un laser émettant des impulsions de 60 ps à 647,1 nm afin d'obtenir des élargissements dans la région du spectre visible. Le zéro de dispersion de la fibre microstructurée se situe à 675 nm et le supercontinuum est obtenu grâce à une cascade Raman et des mélanges à quatre ondes.

#### *1.4.4 Le régime femtoseconde*

C'est avec la naissance des fibres microstructurées que le régime de pompage femtoseconde est pleinement utilisé. Du fait du possible contrôle de la position de la longueur d'onde d'annulation de la dispersion, il est possible de la faire coïncider avec les radiations des lasers femtosecondes. Ceci permet alors de maintenir la puissance crête des impulsions ultracourtes sur des longueurs de plusieurs dizaines de centimètres. Ainsi les lasers de type Titane:Saphir, ytterbium ou erbium sont utilisés. Les puissances crêtes couplées dans les guides sont très élevées (>18 kW) et des spectres très larges sont obtenus. Il est important de noter que les profils spectraux sont très modulés et que le profil temporel est très dispersé en de multiples sous impulsions. De plus, les simulations concernant ce régime de pompage sont bien maîtrisées ce qui permet de bien appréhender la formation des spectres principalement engendrés par l'automodulation de phase, les effets solitoniques et la génération d'ondes dispersives. En 2000, Ranka injecte des impulsions de 100 fs à 770 nm dans une fibre dont le zéro de dispersion se situe près de 767 nm [RAN-00]. La longueur utilisée est de 75 cm pour obtenir un élargissement de 400 à 1500 nm.



**Figure I.25** : Supercontinuum obtenu par Ranka *et al.* dans 75 cm de fibre. La courbe en pointillés représente l'impulsion initiale de 100 fs [RAN-00]

Au cours de la même année, Birks *et al.* [BIR-00] démontrent un élargissement spectral dans 9 cm de fibre à transition adiabatique. Le cœur est réduit à 2  $\mu\text{m}$  et les impulsions envoyées sont de 100 fs. L'inconvénient majeur de ces lasers est qu'ils sont coûteux, encombrants, et que la faible durée des impulsions entraîne un éclatement temporel, néfaste pour beaucoup d'applications.

## I.5 Conclusion du premier chapitre

C'est au début des années 1960 que le premier élargissement spectral notable est obtenu, dans un milieu liquide. Si par la suite de nombreuses recherches sur le thème du supercontinuum se succèdent dans des milieux non guidant comme les solides, les liquides ou encore les gaz, il faut attendre une vingtaine d'années pour générer un spectre large dans une fibre optique. Puis en 1996, la génération d'un supercontinuum dans une fibre microstructurée air-silice relance l'engouement des recherches autour de ce sujet. Les fibres à trous d'air sont des guides d'ondes très attractifs du fait de la possibilité de contrôler leur dispersion chromatique et de pouvoir augmenter le confinement du champ électromagnétique.

Les phénomènes non-linéaires à l'origine de ces élargissements sont nombreux et font encore à l'heure actuelle l'objet de nombreuses recherches. En effet, si la compréhension de chaque effet indépendamment l'un de l'autre est bien assimilée, la faculté de décrire avec précision l'évolution d'un élargissement spectral basé sur la combinaison et la compétition de plusieurs effets non-linéaires est encore mal appréhendée. Les mécanismes non-linéaires prédominant dans la construction d'un spectre large sont liés essentiellement à la susceptibilité non-linéaire d'ordre trois. Ce sont principalement l'automodulation de phase, la diffusion Raman et les effets solitoniques. Le mélange à quatre ondes est également très présent mais dépend beaucoup du type d'excitation utilisé et du profil opto-géométrique du guide non-linéaire. Cet effet permet également de pouvoir engendrer des conversions non-linéaires décalées vers les longueurs d'onde visibles. De plus, la maîtrise du taux de biréfringence des guides d'ondes et de la population modale devrait permettre de mieux contrôler l'apparition de ce phénomène. Nous aborderons cette question dans le troisième chapitre.

Nous avons également vu que malgré la centrosymétrie du matériau, les fibres de silice dopées peuvent être à l'origine d'une génération de somme de fréquence à trois ondes basée sur une susceptibilité du second ordre. L'origine de ce doublage de fréquence est attribuée à un effet dipolaire relatif à une rupture de symétrie entre le cœur et la gaine du fait du dopage de la fibre. Un effet de marquage basé sur un déplacement localisé des charges libres permet alors une exacerbation de ce phénomène (« poling » optique). Dans le cas des fibres microstructurées non dopées, aucune génération de second harmonique n'a pour l'instant été réellement mise en évidence.

Il apparaît également que le régime de pompage présente un fort impact sur l'obtention d'un spectre large. Chaque régime temporel ne présente pas la même potentialité de puissance moyenne ni de taux de répétition. De plus, plusieurs effets non-linéaires sont plus ou moins exacerbés en fonction des durées des impulsions. La génération de spectres couvrant l'ensemble du domaine de transparence de la silice a déjà été démontrée dans tous les régimes de pompage à l'exception du régime continu très difficile à utiliser pour la génération de longueurs d'onde visibles.

## Bibliographie

### A

---

- [ABE-04] **Abeeluck et al.**, “High-power supercontinuum generation in highly nonlinear, dispersion-shifted fibers by use of a continuous-wave Raman fiber laser”, *Opt. Lett.*, Vol. 29, p. 2163 (2004).
- [AGR-07] **Agrawal**, “Nonlinear Fiber Optics, Academic Press”, 4<sup>th</sup> edition (2007).
- [ALF-70a] **Alfano et al.**, “Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass”, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 24, p. 584 (1970).
- [ALF-70b] **Alfano et al.**, “Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses”, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 24, p. 592 (1970).
- [ALF-72] **Alfano et al.**, “Electronic Mechanism for Production of Self-Phase Modulation”, *Phys. Rev. A*, Vol. 6, p. 433 (1972).
- [ARM-62] **Armstrong et al.**, “Interactions between light waves in a nonlinear dielectric”, *Phys. Rev.*, Vol. 127, p. 1918 (1962).
- [AVD-03] **Avdokhin et al.**, “Continuous-wave, high-power, Raman continuum generation in holey fibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 28, p. 1353 (2003).

### B

---

- [BAI-28] **Baird**, British Patent, Vol. 285, 738 (1928).
- [BAL-87] **Baldeck et al.**, “Intensity effects on the stimulated four photon spectra generated by picosecond pulses in optical fibers”, *Journal of Lightwave Technology*, LT-5, p. 1712 (1987).
- [BEA-87] **Beaud et al.**, “Ultrashort pulse propagation, pulse breakup, and fundamental soliton formation in a single-mode optical fiber”, *IEEE J. Quant. Electron*, Vol. 23, p. 1938 (1987).
- [BIR-92] **Birks et al.**, “The shape of fiber tapers”, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 10, p. 432 (1992).
- [BIR-97] **Birks et al.**, “Endlessly single-mode photonic crystal fiber”, *Opt. Lett.*, Vol. 22, p. 961 (1997).

- [BIR-00] **Birks et al.**, “Supercontinuum generation in tapered fibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 25, p. 1415 (2000).
- [BON-70] **Bondarenko et al.**, “Broadening of spectrum in self focusing of light in crystals”, *ZhETF Pis. Red.*, Vol. 12, p. 125 (1970).
- [BOY-86] **Boyd et al.**, “Continuous-wave second-harmonic generation as a surface microprobe”, *Opt. Lett.*, Vol. 11, p. 97 (1986).
- [BRA-00] **Brabec et al.**, “Intense few-cycle: frontiers of nonlinear optics”, *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 72, p. 545- (2000).
- [BRI-06] **Brilland et al.**, “Fabrication of complex structures of holey fibers in chalcogenide glass”, *Opt. Expr.*, Vol. 14, p. 1280 (2006).
- [BRO-99] **Brodeur et al.**, “Ultrafast white-light continuum generation and self-focusing in transparent condensed media”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 16, p. 637 (1999).
- [BRU-98] **Brueck et al.**, “Second-order nonlinearities in poled fibers”, *European Conference on Electro-Optics, ECOC'98*, p. 23 (1998).



- [CHA-02] **Champert et al.**, “Multiwatt average power continua generation in holey fibers pumped by kilowatt peak power seeded ytterbium fiber amplifier”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 81, p. 2157 (2002).
- [CHA-04] **Champert et al.**, “1.5-2.0  $\mu\text{m}$ , Multi-Watt, Continuum Generation in Dispersion Shifted Fiber by use of High Power Continuous-Wave Fiber Source”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 16, p. 2445 (2004).
- [CHI-90] **Chikuma et al.**, “Characteristic of optical second-harmonic generation due to Čerenkov-radiation type phase-matching”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 7, p. 768 (1990).
- [CHI-92] **Chikuma et al.**, “Theory of optical second-harmonic generation in crystal-cored fibers based on phase matching of Čerenkov-type radiation”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 9, p. 1083 (1992).
- [COEN-01] **Coen et al.**, “White-light supercontinuum generation with 60-ps pump pulses in a photonic crystal fiber”, *Opt. Lett.*, Vol. 26, p. 1356 (2001).
- [COEN-02] **Coen et al.**, “Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 19, p. 753-764 (2002).
- [CON-03] **Conti et al.**, “Nonlinear electromagnetic X waves”, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 90, p. 170406

(2003).

[COR-86] **Corkum et al.**, “Supercontinuum generation in gases”, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 57, p. 2268 (1986).

[CRE-99] **Cregan et al.**, “Single-mode photonic bandgap guidance of light in air”, *Science*, Vol. 285, p. 1537 (1999).

## D

---

[DRI-94] **Driscoll et al.**, “Optically encoded second-harmonic generation in bulk silica-based glasses”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 11, p. 355 (1994).

[DUD-02] **Dudley et al.**, “Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 19, p. 765 (2002).

[DUD-06] **Dudley et al.**, “Supercontinuum generation in photonic crystal fiber”, *Reviews of Modern Physics*, Vol. 78, p. 1135 (2006).

[DUM-93] **Dumais et al.**, “Enhanced self-phase modulation in tapered fibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 18, p. 1996 (1993).

## E

---

[EHR-92] **Ehrlich-Holl et al.**, “Experimental study of second-harmonic-generation saturation in fibers by phase modulation between the fundamental and second-harmonic writing beams”, *Opt. Lett.*, Vol. 17, p. 396 (1992).

## F

---

[FALK-05] **Falk et al.**, “Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero-dispersion wavelengths tapered to normal dispersion at all wavelengths”, *Opt. Expr.*, Vol. 13, p. 7535 (2005).

[FIO-97] **Fiorini et al.**, “Quasi-permanent all-optical encoding of noncentrosymmetry in azo-dye polymers”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 14, p. 1984 (1997).

[FORK-83] **Fork et al.**, “Femtosecond white-light continuum pulses”, *Opt. Lett.*, Vol. 8, p. 1 (1983).

- [FOS-04] **Foster et al.**, “Ultra-low threshold supercontinuum generation in sub-wavelength waveguides”, *Opt. Expr.*, Vol. 12, p. 3137 (2004).
- [FRO-05] **Frosz et al.**, “The role of the second zero-dispersion wavelength in generation of supercontinua and bright-bright soliton-pairs across the zero-dispersion wavelength”, *Opt. Expr.*, Vol. 13, p. 6181 (2005).
- [FUJ-80] **Fujii et al.**, “Sum-frequency light generation in optical fibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 5, p. 48 (1980).
- [FUJ-94] **Fujiwara et al.**, “Electro-optic effect induced by UV-excited poling in a silica fibre”, *Australian Conference on Optical Fibre Technology, ACOFT'94* (1994).

## G

---

- [GAB-83] **Gabriagues et al.**, “Third-harmonic and three-wave sum-frequency light generation in an elliptical-core optical fiber”, *Opt. Lett.*, Vol. 8, p. 183 (1983).
- [GAE-00] **Gaeta**, “Catastrophic collapse of ultrashort pulses”, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 84, p. 3582 (2000).
- [GAE-02] **Gaeta et al.**, “Nonlinear propagation and continuum generation in microstructured optical fibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 27, p. 924 (2002).
- [GAT-06] **Gattass et al.**, “Supercontinuum generation in submicrometer diameter silica fibers”, *Opt. Expr.*, Vol. 14, p. 9408 (2006).
- [GEN-06] **Genty et al.**, “Supercontinuum generation in a large mode area microstructured fiber”, *Opt. Expr.*, Vol. 13, p. 8625 (2006).
- [GOL-85] **Golovchenko et al.**, “Decay of optical solitons”, *JETP Lett.*, Vol. 42, p. 87 (1985).
- [GOL-01] **Golubstov et al.**, “Conical emission of high-power femtosecond laser pulse in the atmosphere”, *Atm. Oceanic Opt.*, Vol. 14, p. 303 (2001).
- [GOP-04] **Gopinath et al.**, “Highly nonlinear bismuth-oxide fiber for smooth supercontinuum generation at 1.5  $\mu\text{m}$ ”, *Opt. Expr.*, Vol. 12, p. 5697 (2004).
- [GOR-86] **Gordon et al.**, “Theory of the soliton self frequency shift”, *Opt. Lett.*, Vol. 11, p. 662 (1986).
- [GOS-90] **Gosnell et al.**, “Supercontinuum generation at 248 nm using high-pressure gases”, *Opt. Lett.*, Vol. 15, p. 130 (1990).

---

## H

---

- [HAN-00] **Hansen et al.**, “Highly birefringent index-guiding photonic crystal fibers”, *IEEE Photon. Tech. Lett.*, Vol. 13, p. 588 (2000).
- [HAS-73] **Hasegawa et al.**, “Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fiber.I. Anomalous dispersion”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 23, p. 142 (1973).
- [HAS-80] **Hasegawa et al.**, “Tunable coherent IR and FIR sources utilizing modulational instability”, *IEEE Journ. of Qant. Electr.*, Vol. 16, p. 694 (1980).
- [HIL-04] **Hilligsoe et al.**, “Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with zero dispersion wavelengths”, *Opt. Expr.*, Vol. 12, p. 1045 (2004).
- [HU-06] **Hu et al.**, “Mode-selective mapping and control of vectorial nonlinear-optical processes in multimode photonic crystal fibers”, *Opt. Expr.*, Vol. 14, p. 1189 (2006).
- [HUN-03] **Hundertmark et al.**, “Supercontinuum generation with 200 pJ laser pulses in an extruded SF6 fiber at 1560 nm”, *Opt. Expr.*, Vol. 11, p. 3196 (2003).

---

## I

---

- [ILEV-96] **Ilev et al.**, “Highly efficient wideband continuum generation in a single-mode optical fiber by powerful broadband laser pumping”, *Appl. Opt.*, Vol. 35, p. 2548 (1996).
- [IL’I-72] **Il’ichev et al.**, “Superbroadening of the spectrum of ultrashort pulses in liquids and glasses”, *ZhETF Pis. Red.*, Vol. 15, p. 191 (1972).

---

## J

---

- [JON-64] **Jones et al.**, “Inverse Raman spectra: induced absorption at optical frequencies”, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 13, p. 657 (1964).

---

## K

---

- [KAI-74] **Kaiser et al.**, “Low-loss single material fibers made from pure fused silica”, *Bell Syst. Tech. J.*, Vol. 53, p. 1021 (1974).
- [KAK-01] **Kakarantzas et al.**, “Miniature all-fiber devices based on CO<sub>2</sub> laser microstructuring of

tapered fibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 26, p. 1137 (2001).

[KAK-03] **Kakarantzas et al.**, “Structural rocking filters in highly birefringent photonic crystal fiber”, *Opt. Lett.*, Vol. 28, p. 158 (2003).

[KAN-03] **Kandidov et al.**, “Self-transformation of a powerful femtosecond laser pulse into a white-light laser pulse in bulk optical media (or supercontinuum generation)”, *Appl. Phys. B*, Vol. 77, p. 149 (2003).

[KAS-00] **Kasparian et al.**, “Infrared extension of the supercontinuum generated by femtosecond terawatt laser pulses propagating in the atmosphere”, *Opt. Lett.*, Vol. 25, p. 1397 (2000).

[KIM-05] **Kim et al.**, “New defect design in index guiding holey fiber for uniform birefringence and negative flat dispersion over a wide spectral range”, *Opt. Expr.*, Vol. 13, p. 6039 (2005).

[KNI-96] **Knight et al.**, “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding”, *Opt. Lett.*, Vol. 21, p. 1547 (1996).

[KOD-87] **Kodama et al.**, “Nonlinear pulse propagation in a monomode dielectric guide”, *IEEE Journ. of Quant. Electr.*, Vol. 23, p. 510 (1987).

[KRI-96] **Krijnen et al.**, “Čerenkov second harmonic generation in strong conversion limit : new effects”, *Opt. Lett.*, Vol. 21, p. 851 (1996).

[KUD-06] **Kudlinski et al.**, “Zero-dispersion wavelength decreasing photonic crystal fibers for ultraviolet-extended supercontinuum generation”, *Opt Expr.*, Vol. 14, p. 5715 (2006).

[KUN-05] **Kunimasa et al.**, “Ultra-flattened chromatic dispersion controllability using a defected-core photonic crystal fiber with low confinement losses”, *Opt. Expr.*, Vol. 13, p. 8365 (2005).



[LAL-96] **Lallemand**, “Temperature variation of the width of stimulated Raman lines in liquids”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 8, p. 276 (1966).

[LEE-77] **Lee Smith et al.**, “Superbroadening in H<sub>2</sub>O and D<sub>2</sub>O by self-focused picoseconds pulses from a YAlG:Nd laser”, *Phys. Rev. A*, Vol. 15, p. 2396 (1977).

[LEO-04] **Leon-Saval et al.**, “Supercontinuum generation in submicron fibre waveguides”, *Opt. Expr.*, Vol. 12, p. 2864 (2004).

[LET-03] **Lethonen et al.**, “Supercontinuum generation in a highly birefringent microstructured fiber”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 82, p. 2197 (2003).

[LI-85] **Li**, “Optical Fiber Communications: Fiber Fabrication”, Vol. 1, *Academic Press, San Diego* (1985).

- [LIN-76] **Lin et al.**, “New nanosecond continuum for excited-state spectroscopy”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 28, p. 216 (1976).
- [LIU-05] **Liu et al.**, “Nonlinear propagation of fs laser pulses in liquids and evolution of supercontinuum generation”, *Opt. Expr.*, Vol. 13, p. 10248 (2005).
- [LU-04] **Lu et al.**, “Generation of a broadband continuum with high spectral coherence in tapered single-mode optical fibers”, *Opt. Expr.*, Vol. 12, p. 347 (2004).
- [LUC-92] **Lucek et al.**, “Soliton self-frequency shift in telecommunication fiber”, *Phys. Rev. A*, Vol. 45, p. 6666 (1992).



- [MAN-84] **Manassah et al.**, “Ultrafast supercontinuum laser source”, *Photonics Spectra*, Vol. 18, p. 53 (1984).
- [MAR-88] **Margulis et al.**, “Second harmonic generation in optical glass fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 5, p. 312 (1988).
- [MEC-04] **Méchain et al.**, “Organizing multiple femtosecond filaments in air”, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 93, p. 035003 (2004).
- [MIL-97] **Millot et al.**, “Observation of modulational instability induced by velocity-matched cross-phase modulation in a normally dispersive bimodal fiber”, *Opt. Lett.*, Vol. 22, p. 1686 (1997).
- [MIL-01] **Millot**, “Multiple four-wave mixing-induced modulational instability in highly birefringent fibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 26, p. 1391 (2001).
- [MIT-86] **Mitschke et al.**, “Discovery of the soliton self-frequency shift”, *Opt. Lett.* Vol. 11, p. 659 (1986).
- [MOG-98] **Mogilevtsev et al.**, “Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 23, p. 1662 (1998).
- [MOR-93] **Morioka et al.**, “More than 100-wavelength-channel picoseconds optical pulse generation from single laser source using supercontinuum in optical fibers”, *Electron. Lett.*, Vol. 29, p. 862 (1993).
- [MOR-94] **Morioka et al.**, “Multi-WDM-channel, Gbit/s pulse generation from a single laser source utilizing LD-pumped supercontinuum in optical fibers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 6, p. 365 (1994).
- [MOR-95] **Morioka et al.**, “Multiwavelength picoseconds pulse source with low jitter and high optical frequency stability based on 200 nm supercontinuum filtering”, *Electron. Lett.*, Vol. 31, p. 1064 (1995).

[MOR-96] **Morioka et al.**, “Low-noise, pulsewidth tunable picoseconds to femtosecond pulse generation by spectral filtering of wideband supercontinuum with variable bandwidth arrayed-waveguide grating filters”, *Electron. Lett.*, Vol. 32, p. 836 (1996).

[MUS-03] **Mussot et al.**, “Generation of a broadband single-mode supercontinuum in a conventional dispersion-shifted fiber by use of a subnanosecond microchip laser”, *Opt. Lett.*, Vol. 28, p. 1820 (2003).

[MUS-04] **Mussot**, “Amplification paramétrique dans les fibres optiques pour les télécommunications à haut débit”, Thèse de Doctorat, Université de Franche-Comté (2004).

[MUS-07] **Mussot et al.**, “Tailoring CW supercontinuum generation in microstructured fibers with two-zero dispersion wavelengths”, *Opt. Expr.*, Vol. 15, p. 1153 (2007).

[MYE-91] **Myers et al.**, “Large second-order non-linearity in poled fused silica”, *Opt. Lett.*, Vol. 16, p. 1732 (1991).

[MYE-95] **Myers et al.**, “Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO<sub>3</sub>”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 12, p. 2102 (1995).

[MYE-97] **Myers et al.**, “Periodically poled lithium niobate and quasi-phase-matched optical parametric oscillators”, *IEEE Quantum Electron.*, Vol. 33, p. 1663 (1997).



[NAG-02] **Nageno et al.**, “Compositional dependence of optically encoded second-harmonic generation in pure binary lead-silicate and ternary barium borosilicate glasses”, *Opt. Lett.*, Vol. 20, p. 2180 (1995).

[NAGU-02] **Nagura et al.**, “Generation and characterization of ultrafast white-light continuum in condensed media”, *Appl. Opt.*, Vol. 41, p. 3735 (2002).

[NIS-95] **Nishioka et al.**, “Ultrabroadband flat continuum generation in multichannel propagation of terawatt Ti:sapphire laser pulses”, *Opt. Lett.*, Vol. 20, p. 2505 (1995).



[OKU-98] **Okuno et al.**, “Generation of ultra-broad-band supercontinuum by dispersion-flattened and decreasing fiber”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 10, p. 72 (1998).

[OLS-05] **Olszewski et al.**, “Effect of coupling between fundamental and cladding modes on bending losses in photonic crystal fibers”, *Opt. Expr.*, Vol. 13, p. 6015 (2005).

[ORT-00] **Ortigosa-Blanch et al.**, “Highly birefringent photonic crystal fiber”, *Opt. Lett.*, Vol. 25,

p. 1325 (2000).

[ORT-02] **Ortigosa-Blanch et al.**, “Pulse breaking and supercontinuum generation with 200-fs pump pulses in photonic crystal fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 19, p. 2567 (2002).

[OST-86] **Österberg et al.**, “Dye laser pumped by Nd:YAG laser pulses frequency doubled in a glass optical fiber”, *Opt. Lett.*, Vol. 11, p. 516 (1986).

[OST-87] **Österberg et al.**, Experimental studies on efficient frequency doubling in glass optical fibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 12, p. 57 (1987).

[OST-91] **Österberg et al.**, “Modal evolution of induced second harmonic light in an optical fiber”, *Opt. Lett.*, Vol. 16, p. 132 (1991).

## P

---

[PRO-01] **Provino et al.**, “Compact broadband continuum source based on microchip laser pumped microstructure fibre”, *Electron. Lett.*, Vol. 37, p. 558 (2001).

## R

---

[RAM-28] **Raman**, “A new type of optical radiation”, *Indian J. Phys.*, p387 (1928).

[RAN-00] **Ranka et al.**, “Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm”, *Opt. Lett.*, Vol. 25, p. 25 (2000).

[RAV-03] **Ravi Kanth Kumar**, “Tellurite photonic crystal fiber”, *Opt. Expr.*, Vol. 11, p. 2641 (2003).

[REI-97] **Reinich et al.**, “Phase matching in Čerenkov second-harmonic generation: a leaky-mode analysis”, *Opt. Lett.*, Vol. 22, p. 760 (1997).

[ROT-90] **Rothenberg**, “Modulational instability for normal dispersion”, *Phys. Rev. A*, Vol. 42, p. 682 (1990).

## S

---

[SAI-04] **Saitoh et al.**, “Highly nonlinear dispersion-flattened photonic crystal fibers for supercontinuum generation in a telecommunication window”, *Opt. Expr.*, Vol. 12, p. 2027 (2004).

[SAS-81] **Saski et al.**, “Phase-matched sum-frequency light generation in optical fibers”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 39, p. 466 (1981).

[SCH-03] **Schreiber et al.**, “High average power supercontinuum generation in photonic crystal

fibers”, *Opt. Comm.*, Vol. 228, p. 71 (2003).

[SCH-05] **Schreiber et al.**, “Stress-induced birefringence in large-mode-area micro-structured optical fibers”, *Opt. Expr.*, Vol. 13, p. 3637 (2005).

[SHA-76] **Sharma et al.**, “Generation of an intense picosecond continuum in D<sub>2</sub>O by a single picoseconds 1.06 pulse”, *Chem. Phys. Lett.*, Vol. 41, p. 460 (1976).

[SHI-67] **Shimizu**, “Frequency broadening in liquids by a short light pulse”, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 19, p. 1097 (1967).

[SOT-98] **Sotobayashi et al.**, “325 nm bandwidth supercontinuum generation at 10 Gbit/s using dispersion flattened and non-decreasing normal dispersion fibre with pulse compression technique”, *Electr. Lett.*, Vol. 34, p. 1336 (1998).

[STE-01a] **Steel et al.**, “Symmetry and degeneracy in microstructured optical fibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 26, p. 488 (2001).

[STE-01b] **Steel et al.**, “Elliptical-hole photonic crystal fibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 26, p. 229 (2001).

[STO-63] **Stoicheff**, “Characteristics of stimulated Raman radiation generated by coherent light”, *Phys. Lett.*, Vol. 7, p. 186 (1963).

[STO-73] **Stolen et al.**, “Raman gain in glass optical waveguides”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 22, p. 276 (1973).

[STO-78] **Stolen et al.**, “Self-phase-modulation in silica optical fibers”, *Phys. Rev. A*, Vol. 17, p. 1448 (1978).

[STO-87] **Stolen et al.**, “Self-organized phase-matched harmonic generation in optical fibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 12, p. 585 (1987).

[SYL-06] **Sylvestre et al.**, “Supercontinuum generation using continuous-wave multiwavelength pumping and dispersion management”, *Opt. Lett.*, Vol. 31, p. 2036 (2006).

*J*

---

[TAI-86] **Tai et al.**, “Observation of modulational instability in optical fibers”, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 56, p. 135 (1986).

[TAI-88] **Tai et al.**, “Fission of optical solitons induced by stimulated Raman effect”, *Opt. Lett.*, Vol. 13, p. 392 (1988).

[TAK-98] **Takushima et al.**, “Generation of over 140-nm-wide super-continuum from a normal dispersion fiber by using a mode-locked semiconductor laser source”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 10, p. 1560 (1998).

[TER-87] **Terhune et al.**, “Second-harmonic generation ion fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 4, p.

661 (1987).

[THO-94] **Thogersen et al.**, “Third harmonic generation in standard and erbium-doped fibers”, *Opt. Comm.*, Vol. 110, p. 435 (1994).

[TOM-07] **Tombelaine**, “Etude de rayonnements à large bande spectrale induits dans les fibres optiques microstructurées air-silice”, *Thèse de doctorat* (2007).

[TON-06] **Tonello et al.**, “Frequency tunable polarization and intermodal modulation instability in high birefringence holey fiber”, *Opt. Expr.*, Vol. 14, p. 397 (2006).

[TOWN-03] **Town et al.**, “Optical supercontinuum generation from nanosecond pump pulses in an irregularly microstructured air-silica optical fiber”, *Appl. Phys. B*, Vol. 77, p. 235 (2003).

[TRI-89] **Trillo et al.**, “Ultrashort pulse train generation through induced modulational polarization instability in a birefringent Kerr-like medium”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 6, p. 238 (1989).

[TRI-97] **Trillo et al.**, “Bloch wave theory of modulational polarization instabilities in birefringent optical fibers”, *Phys. Rev. E*, Vol. 56, p. 1048 (1997).

[TSE-06] **Tse et al.**, “Supercontinuum generation at 1.06  $\mu\text{m}$  in holey fibers with dispersion flattened profiles”, *Opt. Expr.*, Vol. 14, p. 4445 (2006).

## V

---

[VAN-54] **Van Hell**, “A new method of transporting optical images without aberrations”, *Nature*, Vol. 173, p. 39 (1954).

## W

---

[WAD-04] **Wadsworth et al.**, “Supercontinuum and four-wave mixing with Q-switched pulses in endlessly single-mode photonic crystal fibres”, *Opt. Expr.*, Vol. 12, p. 299 (2004).

[WAD-05] **Wadsworth et al.**, “Hole inflation and tapering of stock photonic crystal fibers”, *Opt. Expr.*, Vol. 13, p. 6541 (2005).

[WAI-86] **Wai et al.**, “Nonlinear pulse propagation in the neighborhood of the zero dispersion wavelength of monomode optical fibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 11, p. 464 (1986).

[WHI-67] **Whitam**, “Non-linear dispersion of water waves”, *J. Fluid. Mech.*, Vol. 27, p. 299 (1967).

[WHI-01] **White et al.**, “Confinement losses in microstructured optical fibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 26, p. 1660 (2001).

[WIK-08] **Wikipedia**, “Fibre optique”, [http://fr.wikipedia.org/wiki/Fibre\\_optique](http://fr.wikipedia.org/wiki/Fibre_optique) (2008).

[WIT-06] **Witkowska et al.**, “All-fiber anamorphic core-shape transitions”, *Opt. Lett.*, Vol. 31, p. 2672 (2006).

*Y*

---

[YAM-03] **Yamamoto et al.**, “Supercontinuum generation at 1.55  $\mu\text{m}$  in a dispersion-flattened polarization-maintaining photonic crystal fiber”, *Opt. Expr.*, Vol. 11, p. 1537 (2003).

[YANG-84] **Yang et al.**, “Spectral broadening of ultrashort pulses in a nonlinear medium”, *Opt. Lett.*, Vol. 9, p. 510 (1984).

[YOK-97] **Yokota et al.**, “Optical irradiation method for fiber coupler fabrications”, *Opt. Rev.*, Vol. 4, P. 104 (1997).

*Z*

---

[ZHU-04] **Zhu et al.**, “Polarization properties of supercontinuum spectra generated in birefringent photonic crystal fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 21, p. 249 (2004).

[ZOZ-99] **Zozulya et al.**, “Propagation dynamics of intense femtosecond pulses: multiple splitting, coalescence, and continuum generation”, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 82, p. 1430 (1999).





*II Modélisation, fabrication et caractérisation  
des fibres microstructurées air-silice -  
Réalisation d'une structure à forte  
biréfringence*



## II.1 Introduction

Une fibre optique microstructurée est composée d'un arrangement de canaux d'air parcourant toute la longueur de la fibre et répartis de manière périodique au sein d'une matrice vitreuse. De tels guides sont appelés des « fibres à trous » (« holey fibers » en langue anglaise) ou « Photonics Crystal Fibers » (PCF). L'idée de fabriquer une gaine composée d'air et de silice apparaît en 1974 [KAI-74], cependant le premier article décrivant la réalisation d'une telle fibre date de 1996 [KNI-96]. L'arrangement des inclusions permet de réduire efficacement l'indice effectif de la gaine en dessous de l'indice du cœur, autorisant ainsi un guidage par Réflexion Totale Interne (RTI). C'est en 1999 qu'une nouvelle sorte de fibre microstructurée est décrite par Cregan [CRE-99]. Ce sont des fibres à cœur creux, présentant un arrangement périodique de trous d'air dans une matrice de silice constituant la gaine de la fibre, et dont le cœur est formé par l'absence de silice. Le guidage de la lumière dans une telle structure se fait alors par « Bande Interdite Photonique » (BIP). Néanmoins, la description de l'effet de bande interdite photonique date de 1987 [YAB-87].

La première partie de ce chapitre traite de la modélisation des fibres microstructurées à cœur plein en utilisant le logiciel COMSOL Multiphysics, basé sur la méthode des éléments finis. Il permet la résolution des équations de Maxwell régissant le confinement du champ électromagnétique dans une fibre optique, ou un guide d'onde en général. Il est possible d'étudier des profils ne présentant pas de symétrie de révolution et dont les transitions d'indices de réfraction entre les différents milieux composant le guide sont très abruptes. Un profil de fibre répondant à des exigences de propagation particulières est analysé numériquement.

Dans une seconde partie, nous détaillons le procédé de fabrication d'un tel guide ainsi que la caractérisation expérimentale de ses paramètres essentiels : la biréfringence, l'atténuation linéique et la dispersion chromatique.

## *II.2 Modélisation des fibres microstructurées air-silice*

### *II.2.1 Méthode des éléments finis : éléments de simulation*

Pour une fibre optique conventionnelle idéalisée à saut d'indice, il est possible de résoudre entièrement analytiquement l'équation aux valeurs propres issue des équations de Maxwell qui gouverne la répartition transverse des modes électromagnétiques dans le guide. Toutefois, une fibre microstructurée présente un profil plus complexe qui nécessite de résoudre les équations de Maxwell en utilisant un outil numérique. Dans ce contexte, la méthode des éléments finis (MEF) est généralement utilisée.

La méthode des éléments finis est un algorithme de travail mathématique permettant de résoudre une équation aux dérivées partielles décrivant des phénomènes physiques et d'en obtenir une solution approchée. Cette résolution s'effectue sur un domaine discrétisé et borné, afin d'en étudier les propriétés. Il est donc nécessaire de découper le domaine d'étude en sous-espaces élémentaires, appelés les éléments du maillage et de définir des conditions aux limites aux bornes du domaine d'étude.

Le logiciel COMSOL Multiphysics (FemLab) utilisé dans cette étude théorique est un outil de résolution basé sur les éléments finis. Il permet notamment de modéliser le comportement modal d'un guide d'onde.

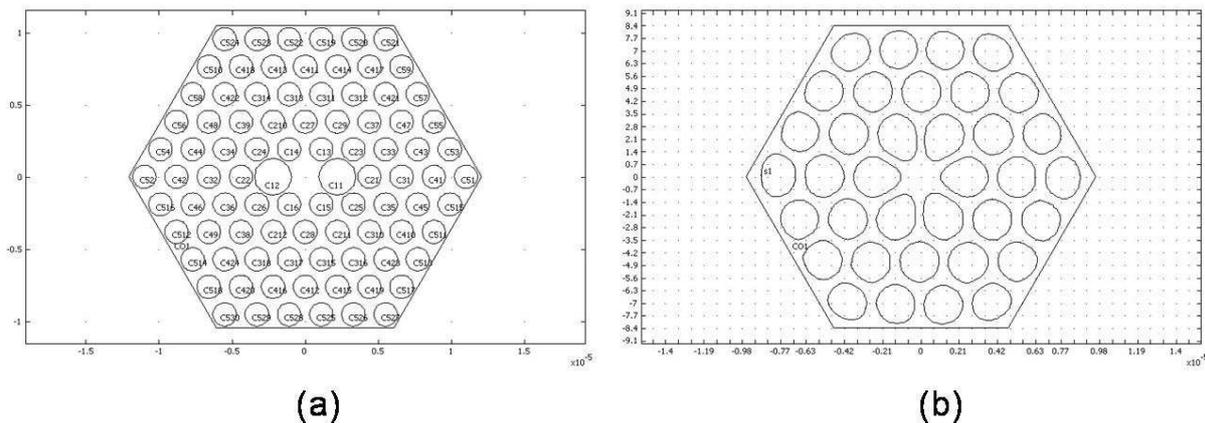
A partir des indices effectifs des modes propagés obtenus, il sera aisé de caractériser de façon exhaustive une fibre optique, en déterminant sa dispersion chromatique, sa biréfringence, ses indices et ses vitesses de groupe.

De nombreux modèles physiques sont proposés par le logiciel, ainsi que différentes dimensions d'espace. Dans notre cas, nous utilisons un modèle permettant la détermination des champs électromagnétiques pouvant être excités dans la fibre. Nous nous plaçons ensuite dans un système à deux dimensions afin d'étudier la section transverse de la fibre selon un plan ( $x0y$ ).

### II.2.1.1 Géométrie - Propriétés des domaines

Le modèle physique étant sélectionné, l'étape suivante consiste en l'importation de la géométrie du guide. Deux options sont alors envisageables :

- Etudier un profil théorique dont la structure est soit importée soit dessinée à partir de figures circulaires (Figure II.1(a)). Une étude basée sur une telle géométrie permet de déterminer les caractéristiques théoriques d'une fibre idéalisée mais ne permet pas de retranscrire fidèlement ses caractéristiques réelles.
- Etudier un profil réel dont la structure est importée sous FemLab à partir d'une photographie MEB (Microscope Electronique à Balayage) (Figure II.1(b)). Dans ce cas, il est possible de déterminer les caractéristiques de la fibre de façon théorique en étant plus proche de la réalité. Si le profil réel étudié découle d'un profil théorique préalablement modélisé, il est alors possible de comparer les valeurs obtenues et ainsi d'estimer la précision que l'on peut avoir lors de l'étape de fibrage et la fidélité par rapport au cahier des charges.



**Figure II.1 :** Représentation (a) d'un profil théorique de fibre à partir d'éléments circulaires et (b) d'un profil réel à partir d'une image MEB

### II.2.1.2 Maillage des domaines

La méthode des éléments finis repose sur la discrétisation de l'objet à étudier en sous-ensembles, c'est le maillage. On va donc recouvrir le domaine à l'aide d'éléments géométriques, pouvant être des segments à une dimension, des triangles si le domaine est à deux dimensions ou encore des tétraèdres à trois dimensions. Les éléments limitrophes doivent avoir en commun soit un sommet, soit une arête, soit une face. Dans notre étude, nous découperons les domaines en  $N$  triangles, ayant chacun un sommet en commun.

Il est assez intuitif d'affirmer que plus les éléments du maillage seront petits, plus il sera possible de décrire finement le profil à étudier. Dans notre étude, nous cherchons à déterminer les modes pouvant être excités dans le cœur de la fibre. De ce fait, le cœur du guide et les zones proches de celui-ci nécessitent un maillage extrêmement fin et précis étant donné les fortes variations du champ électromagnétique à ce niveau. En revanche, les régions éloignées du cœur ainsi que les trous peuvent être décrits plus grossièrement.

### **II.2.1.3 Conditions aux limites**

Afin de résoudre les équations aux dérivées partielles, il est indispensable de définir un certain nombre de conditions aux limites cohérentes. A chaque frontière de domaine est associé un segment orienté. Il est alors possible de donner des valeurs de conditions aux limites pour chacun des segments.

La première condition concerne le contour de la microstructure. Afin de limiter le domaine d'étude, nous traçons un hexagone dont chaque segment représentera un court-circuit électrique (CCE) ou un court circuit magnétique (CCM), interdisant ainsi la propagation hors de ces limites.

La seconde condition concerne les limites des trous d'air. Les fonctions d'approximation qui vont être déterminées sur chacun des éléments du maillage doivent présenter la même variation que les champs électromagnétiques recherchés. De ce fait, nous appliquerons une continuité du champ et de sa dérivée aux bornes des trous d'air afin de respecter la relation de continuité des champs électromagnétiques au passage d'un élément à l'autre.

L'étape finale est la résolution des Equations de Maxwell dont les étapes de calcul ne seront pas détaillées [PEY-03]. Lorsque le logiciel a convergé vers les valeurs souhaitées, les différents modes transverses sont renvoyés par le logiciel permettant l'analyse de leur indice effectif.

### **II.2.1.4 Précision de la méthode et sources d'erreurs**

Comme nous venons de le décrire, le logiciel COMSOL Multiphysics permet de résoudre avec précision une équation aux dérivées partielles par la méthode des éléments finis. Une étude des champs électromagnétiques excités dans une fibre optique est alors possible. L'exactitude des résultats de simulation (courbe de dispersion chromatique, courbe de biréfringence...) dépend essentiellement de la précision du calcul sur les indices effectifs. Il est donc essentiel de tenir compte des incertitudes numériques, notamment lors de l'étude de profils réels. En effet, lors de la prise d'image avec le microscope électronique à balayage, il peut y avoir un angle non nul entre la

direction de prise d'image et la normale à la face de la fibre. Le cas échéant, des erreurs sur les prises de dimensions peuvent subvenir. Par la suite, lors du traitement de l'image avant l'importation sous FemLab, l'identification des niveaux de gris permettant de localiser les interfaces peut également entraîner des erreurs de dimensionnement. Cependant, des variations de l'ordre du nanomètre sur des dimensions variant de 100 nm (taille d'un trou) à 2500 nm (diamètre de la microstructure) n'influent pas notablement sur les résultats de simulation.

La seconde source d'erreur concerne l'optimisation du maillage. Ce paramètre critique concerne également les profils théoriques. Il a été démontré que pour assurer la précision des résultats, les éléments du maillage doivent être petits devant la longueur d'onde de travail, de l'ordre de  $\lambda/6$  [PEY-03]. Un tel découpage implique alors un dépassement de la capacité mémoire du calculateur. De ce fait, on appliquera une taille de maille au niveau du cœur de la fibre de l'ordre de  $\lambda/6$ , tandis que pour les zones éloignées du cœur on pourra utiliser des mailles de l'ordre de  $\lambda/4$ . Cela permet de réduire le nombre d'éléments tout en assurant la précision des résultats.

Si FemLab nous permet une analyse modale, il n'est cependant pas en mesure de simuler les effets non-linéaires mis en jeu lors de la propagation d'une impulsion dans la fibre microstructurée.

## II.2.2 Modélisation d'une structure de fibre microstructurée air-silice particulière

### II.2.2.1 Cahier des charges

L'un des objectifs de ce travail de thèse a été de modéliser une structure de fibre particulière, permettant d'obtenir un élargissement spectral important, notamment dans les régions du visible et proche UV, tout en utilisant des sources de pompe émettant dans l'infrarouge (laser microchip Nd:YAG). Afin d'obtenir une telle conversion fréquentielle, nous souhaitons imposer certains paramètres opto-géométriques qui influenceront sur la non-linéarité, la dispersion et la biréfringence du guide.

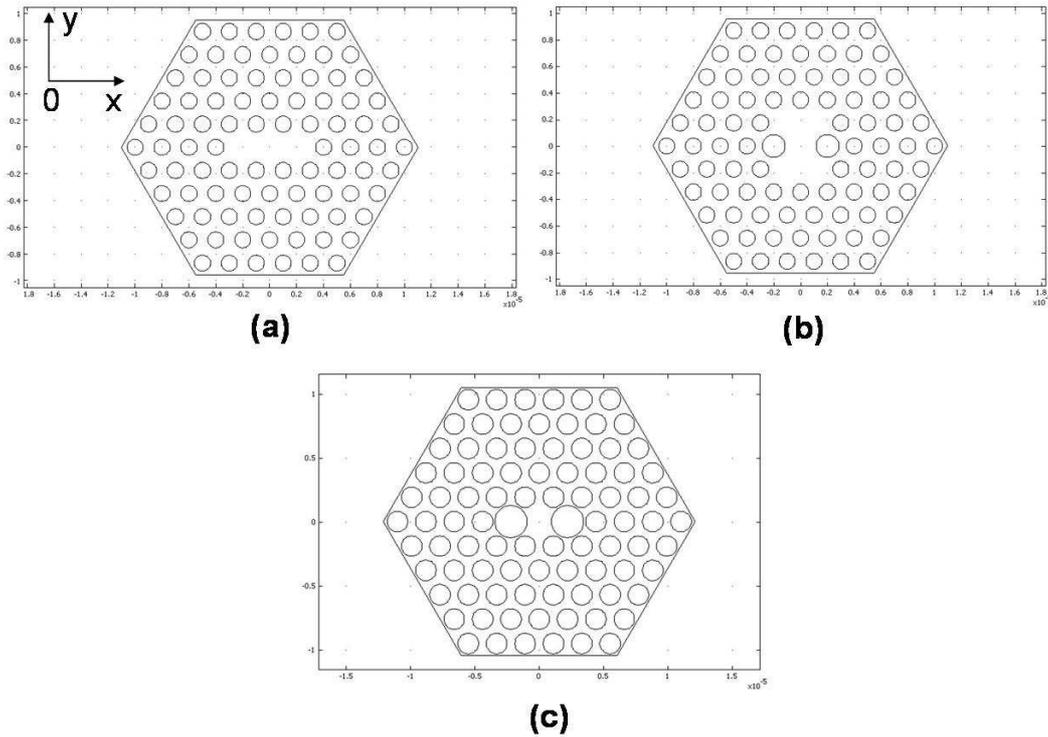
Au vu de l'état de l'art, plusieurs solutions permettant d'obtenir un élargissement spectral dans le visible à partir d'une source monochromatique infrarouge sont possibles. La première solution est de pomper près de la longueur d'onde de dispersion nulle du mode fondamental se propageant dans le guide. Cela permet la mise en place de mélanges paramétriques sur une grande largeur spectrale après l'élargissement du spectre sous l'effet de l'automodulation de phase [RAN-00,WAD-04]. La

seconde solution est d'utiliser un guide d'onde dont le profil transverse évolue avec la propagation. Cela permet, à partir du premier concept, d'augmenter plus encore la largeur spectrale sur laquelle nous obtenons un élargissement. En effet, lorsqu'on pompe près du point de dispersion nulle, un accroissement du spectre plus ou moins symétrique est obtenu. En modifiant les conditions de propagation et en repositionnant la longueur d'onde de dispersion nulle près des nouvelles fréquences obtenues par conversion non-linéaire, on réamorçait les conversions paramétriques. Le spectre s'étend alors davantage. Ce fonctionnement peut être obtenu par l'utilisation d'une fibre à transition adiabatique ou grâce à un guide hybride constitué de plusieurs segments de différentes fibres [BIR-00,TRA-05].

La méthode développée se distingue des autres par le fait que nous allons utiliser et contrôler les effets non-linéaires mis en place dans un guide particulier et non pas adapter le guide aux élargissements spectraux. Le but est, dans un premier temps, d'obtenir un mélange à quatre ondes très efficace afin d'induire un transfert de l'énergie de pompe vers les basses longueurs d'onde. Dans un second temps, cette énergie étant convertie à une longueur d'onde proche de la longueur d'onde de dispersion nulle du mode guidé, il va être possible de réinitialiser une conversion de fréquence vers les longueurs d'onde basses. Dans le but d'obtenir ce fonctionnement, nous souhaitons réaliser une fibre dans laquelle il est facile d'obtenir un mélange à quatre ondes unique et très efficace. Cela sera possible en jouant sur les modes guidés et en réalisant une injection sélective particulière. Pour cela, le guide devra avoir un profil très dissymétrique afin d'être quasi unimodal dans une dimension et multimodal dans l'autre dimension. Le nombre de structures modales sera limité à deux afin de diminuer les possibilités d'excitation et de bien maîtriser l'apparition du mélange paramétrique modal. Il est à noter que dans ces conditions, le guide sera très biréfringent (biréfringence de forme). Cette anisotropie permettra également de favoriser les mélanges à quatre ondes vectoriels.

### II.2.2.2 Profil théorique modélisé

Notre étude s'est basée sur une fibre microstructurée air-silice présentant cinq couronnes de trous d'air. Trois profils ont été étudiés. Pour chaque structure, le cœur a été modifié, soit par l'omission de trous de la première couronne (Figure II.2(a)), soit en modifiant également leurs dimensions (Figures II.2(b) et II.2(c)).



**Figure II.2 :** Différents profils de fibres modélisés (a) le diamètre des trous est  $d=1,6 \mu\text{m}$  et la pas  $\Lambda =2,2 \mu\text{m}$  (b) le diamètre des trous est  $d=1,6 \mu\text{m}$ , le pas  $\Lambda =2,2 \mu\text{m}$  et les deux gros trous adjacents au cœur ont un diamètre  $D=1,7 \mu\text{m}$  (c) le diamètre des trous est  $d=1,6 \mu\text{m}$ , le pas  $\Lambda =2,2 \mu\text{m}$  et les deux gros trous adjacents au cœur ont un diamètre  $D=2,5 \mu\text{m}$

Pour chacune de ces structures, les paramètres de dispersion chromatique, de biréfringence et d'aire effective d'automodulation de phase ont été déterminés. La dispersion chromatique est déduite de la variation de l'indice effectif calculé par la méthode des éléments finis, en fonction de la longueur d'onde. Ce paramètre a été quantifié pour le mode fondamental ainsi que le second mode guidé (de type  $LP_{11}$ ) dans les fibres. L'aire effective, quant à elle, est déterminée pour le mode  $LP_{01}$  uniquement.

Fibre	Dispersion chromatique (ps/nm/km)		Aire effective ( $\mu\text{m}^2$ )	Biréfringence de phase
	Mode LP <sub>01</sub>	Mode LP <sub>11</sub>		
(a)	21,115 (x)	51,975 (x)	9,9265 (x)	$6,139 \cdot 10^{-4}$
	27,395 (y)	55,417 (y)	10,0190 (y)	
(b)	18,510 (x)	38,940 (x)	13,4530 (x)	$1,543 \cdot 10^{-4}$
	16,060 (y)	42,595 (y)	12,9066 (y)	
(c)	97,441 (x)	209,928 (x)	3,3397 (x)	$1,88 \cdot 10^{-3}$
	73,737 (y)	178,872 (y)	3,4209 (y)	

**Tableau II.1** : Paramètres calculés pour les fibres *a, b* et *c* à 1064 nm, *x* et *y* représentent les axes de polarisation des modes dégénérés selon le plan (*x0y*) défini sur la figure II.2

Le tableau II.1 représente les valeurs calculées des paramètres de dispersion chromatique, d'aire effective et de biréfringence à 1064 nm qui est la longueur d'onde de pompe utilisée expérimentalement. Nous pouvons constater que la plus forte biréfringence est obtenue pour la fibre *c*. Ce guide présente également la plus faible aire effective de mode. Les différences de vitesse de groupe entre les modes LP<sub>01</sub> et LP<sub>11</sub> sont aussi très élevées, ce qui devrait permettre d'obtenir un mélange paramétrique avec un fort décalage fréquentiel. Cette fibre fera donc l'objet d'une réalisation et nous allons présenter maintenant une étude numérique plus détaillée sur ce guide particulier.

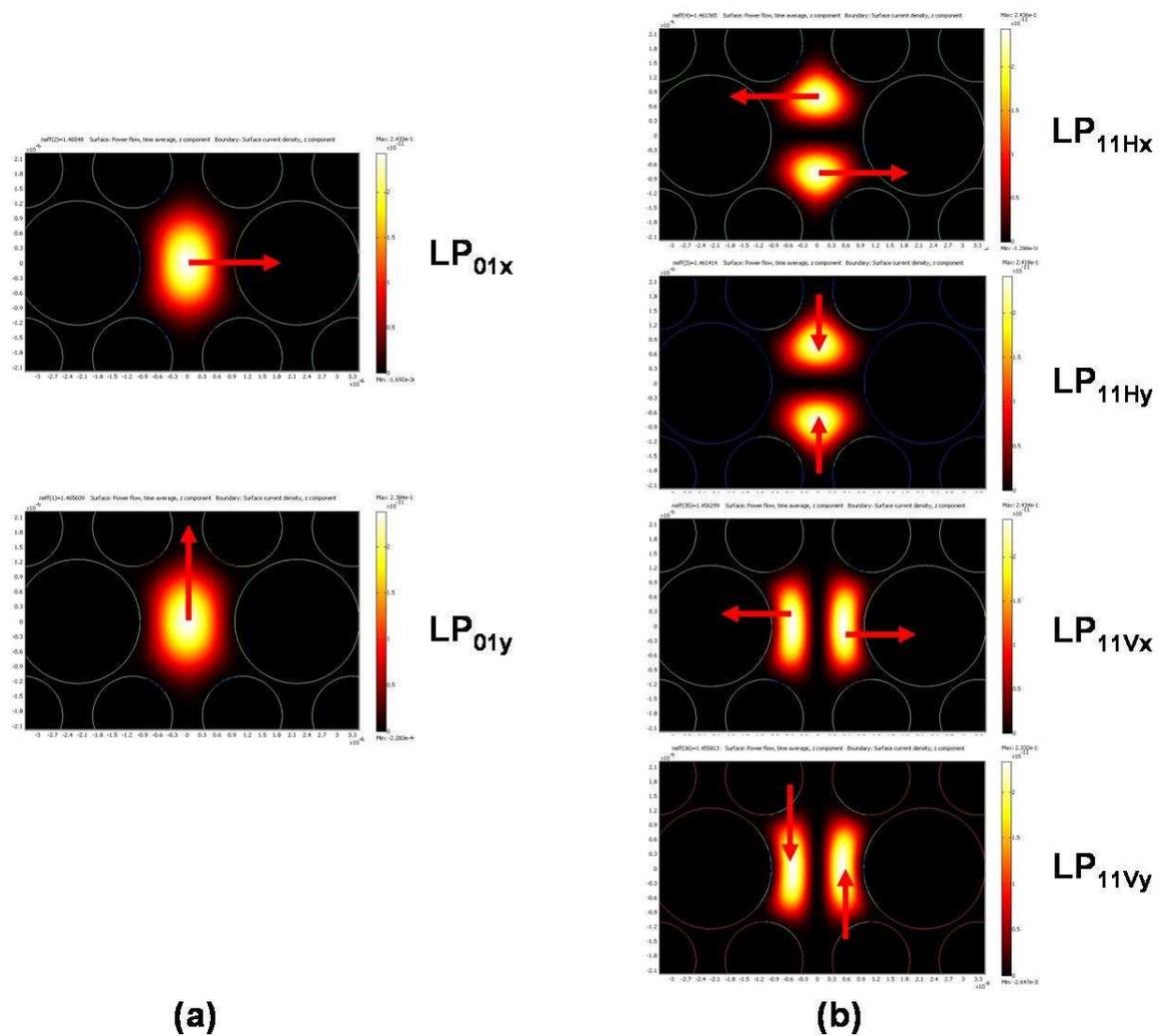
#### II.2.2.2.1 Modes propagés

En premier lieu, nous avons déterminé les modes pouvant être guidés dans cette fibre. L'arrangement particulier des trous d'air dans cette structure permet la propagation du mode fondamental LP<sub>01</sub> et du premier mode d'ordre élevé de type LP<sub>11</sub> pour une onde à 1064 nm. La figure 3(a) représente la distribution du champ des deux modes électromagnétiques constitutifs du mode fondamental, et la figure 3(b) représente la distribution du champ des quatre modes électromagnétiques composant le mode LP<sub>11</sub>.

La plage d'analyse varie de 400 nm à 1800 nm. Il est à noter que trois modes électromagnétiques constitutifs du mode LP<sub>11</sub> ne sont plus propagés dans la structure à partir d'une certaine longueur d'onde. Nous assimilerons cette longueur d'onde à la longueur d'onde de coupure du mode (tableau II.2).

<u>Modes Electromagnétiques</u>	<u>Longueur d'onde de coupure</u>
LP <sub>01x</sub>	> 1800 nm
LP <sub>01y</sub>	> 1800 nm
LP <sub>11Hx</sub>	~ 1650 nm
LP <sub>11Hy</sub>	> 1800 nm
LP <sub>11Vx</sub>	~ 800 nm
LP <sub>11Vy</sub>	~ 950 nm

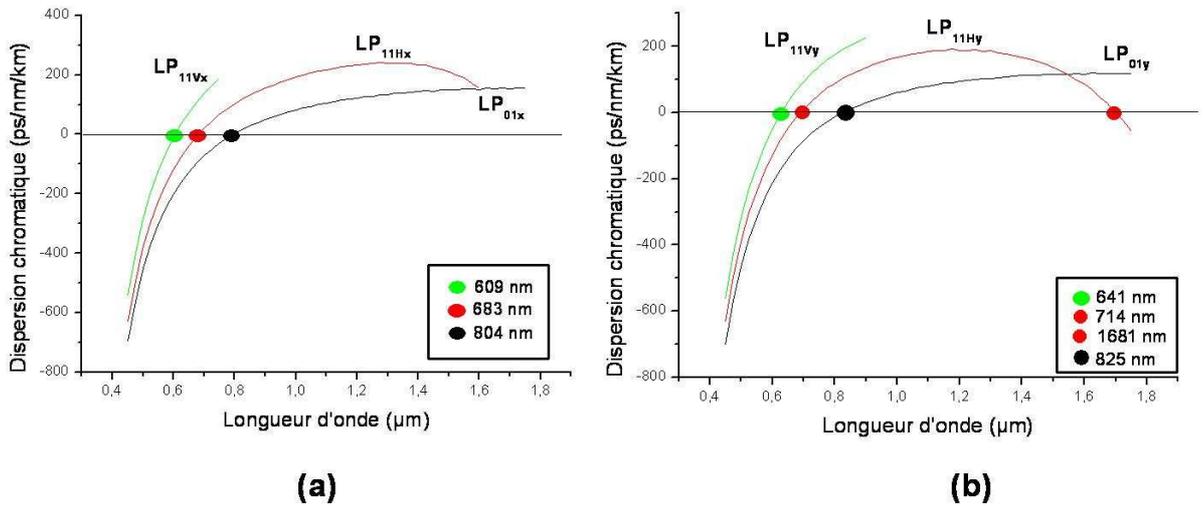
**Tableau II.2** : Longueurs d'onde de coupure des modes propagés dans la fibre



**Figure II.3** : Modes électromagnétiques constituants (a) le mode fondamental et (b) le second mode guidé. Les flèches rouges représentent les directions de polarisation x et y. Les modes LP<sub>11</sub> sont décomposés en modes LP<sub>11H</sub> lorsque l'annulation du champ est horizontale et en modes LP<sub>11V</sub> lorsque l'annulation du champ est verticale

### II.2.2.2.2 Dispersion chromatique

Pour chacun des six modes nous avons calculé la dispersion chromatique sur une large plage spectrale et déterminé la position de la longueur d'onde de dispersion nulle. La figure II.4 représente les courbes de dispersion pour chacun des modes électromagnétiques.

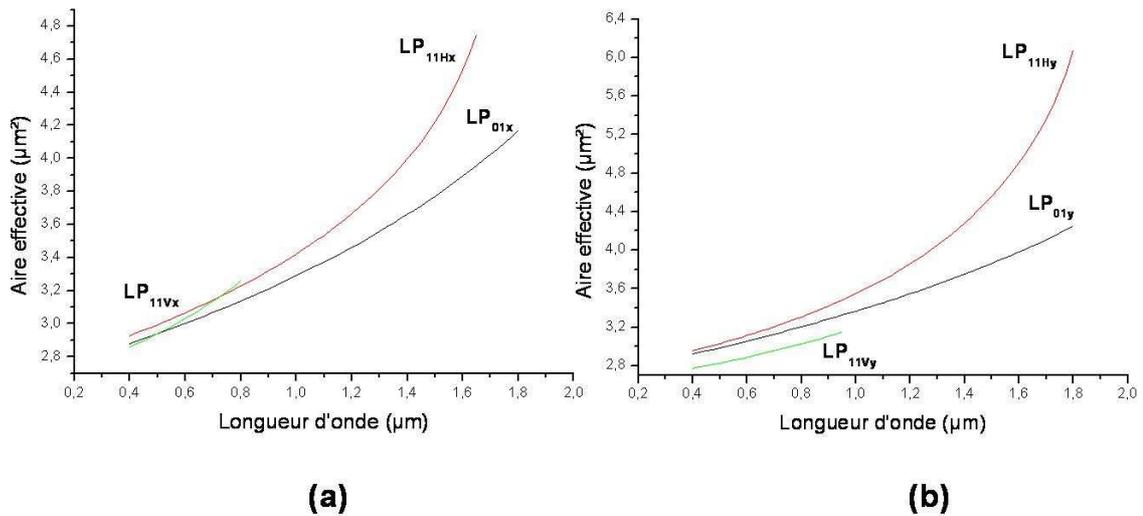


**Figure II.4** : Courbes de dispersion chromatique calculées (a) pour les trois modes électromagnétiques propagés dans la fibre selon l'axe  $x$  et (b) pour les trois modes électromagnétiques propagés dans la fibre selon l'axe  $y$

D'après les courbes présentées sur la figure II.4 les longueurs d'onde de zéro de dispersion pour le mode fondamental sont : 804 nm (LP<sub>01x</sub>) et 825 nm (LP<sub>01y</sub>). Les modes LP<sub>11</sub> présentent quant à eux des zéros de dispersion plus bas, dans l'intervalle 600-700 nm.

### II.2.2.2.3 Aire effective

La figure II.5 présente la variation de l'aire effective d'automodulation de phase pour les six modes électromagnétiques propagés dans la fibre. On constate que pour la polarisation  $x$ , les valeurs de  $A_{eff}$  sont comprises entre 2,8 et 4,7  $\mu\text{m}^2$ . Pour la polarisation  $y$ , nous avons une valeur maximale de  $A_{eff}$  à 1800 nm de 6  $\mu\text{m}^2$ . De plus, aux alentours de 1064 nm, l'aire effective est de 3  $\mu\text{m}^2$ . De ce fait, on peut remarquer le fort confinement du champ électromagnétique dans le cœur de la fibre.

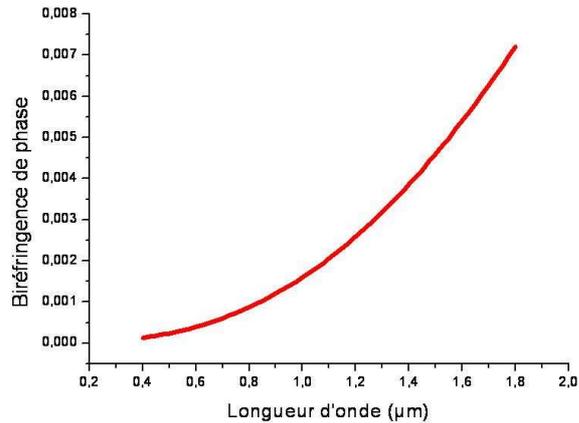


**Figure II.5 :** Variation de l'aire effective pour (a) les trois modes propagés dans la fibre selon l'axe  $x$  et (b) pour les trois modes propagés dans la fibre selon l'axe  $y$

#### II.2.2.2.4 Biréfringence de phase

La figure II.6 représente l'évolution de la biréfringence de phase pour une plage de longueurs d'onde allant de 400 à 1800 nm. Cette courbe indique la différence entre les indices effectifs des deux états de polarisation du mode fondamental :  $LP_{01x}$  et  $LP_{01y}$ . Nous constatons que  $B_\varphi$  varie de  $2 \cdot 10^{-4}$  à  $7,2 \cdot 10^{-3}$ , en passant par une valeur de  $1,88 \cdot 10^{-3}$  à 1064 nm. Grâce au profil particulier choisi, la biréfringence de phase obtenue est grande, dépassant de plus d'un ordre de grandeur les valeurs obtenues pour des fibres biréfringentes standard.

Au-delà de cette valeur de biréfringence élevée, la fibre particulière est alors à maintien de polarisation, ce qui est un avantage incontestable pour la génération de supercontinuum. La possibilité de pouvoir maintenir l'état de polarisation tout au long de la propagation permet d'exacerber la contribution des effets non-linéaires.



**Figure II.6 :** Evolution de la biréfringence de phase du mode fondamental

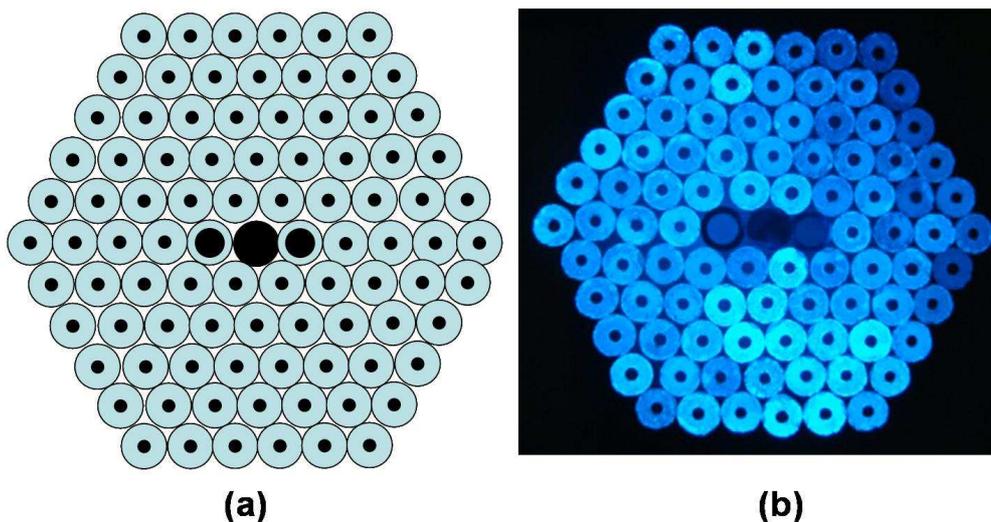
#### II.2.2.2.5 Conclusion sur la modélisation d'une fibre microstructurée non-linéaire biréfringente

Le profil de fibre étudié présente plusieurs caractéristiques importantes que nous souhaitons utiliser pour la génération d'un spectre large dans le visible. La première caractéristique concerne le nombre de modes transverses se propageant à 1064 nm. Seuls deux structures modales de type  $LP_{01}$  et  $LP_{11H}$  se propagent ce qui devrait permettre la mise en place d'une excitation sélective transverse simple. La seconde concerne les aires effectives des modes qui sont au maximum de  $6 \mu\text{m}^2$  et qui présentent une valeur de  $3 \mu\text{m}^2$  autour de 1064 nm. La biréfringence obtenue à partir de cette structure est supérieure de plus d'un ordre de grandeur par rapport aux valeurs obtenues dans des fibres PANDA ou Bow-Tie réputées pour être très biréfringentes. Le profil théorique étudié semble répondre de manière satisfaisante au cahier des charges précédemment fixé. La partie suivante fera l'objet d'une description de la réalisation de ce guide, ainsi que sa caractérisation expérimentale.

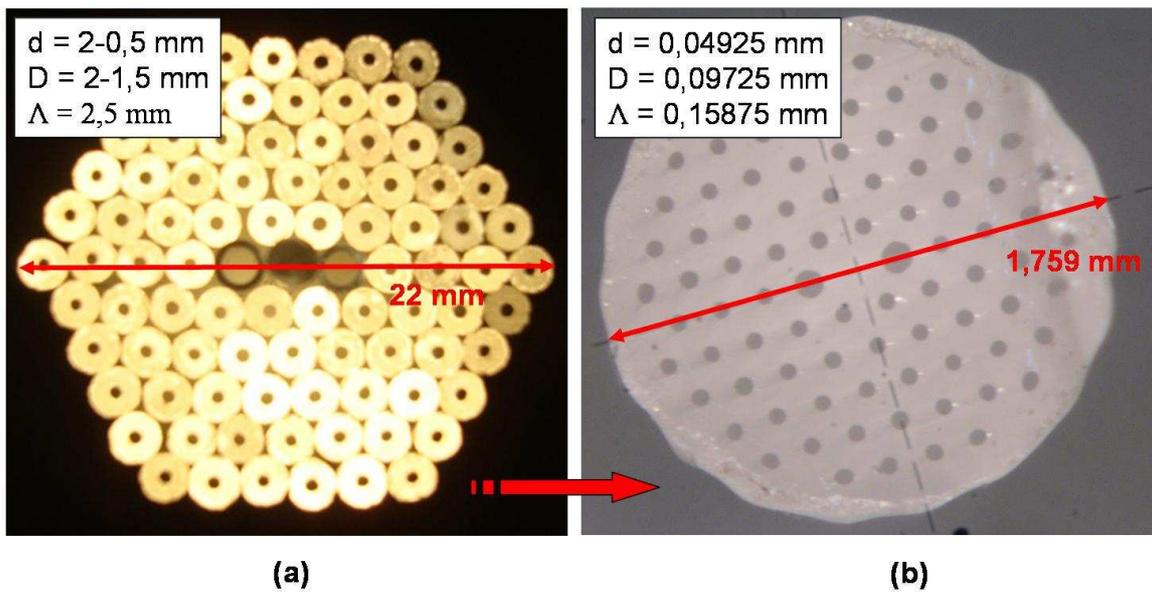
## II.3 Fabrication et caractérisation des fibres microstructurées

### II.3.1 Fabrication d'une fibre microstructurée air-silice

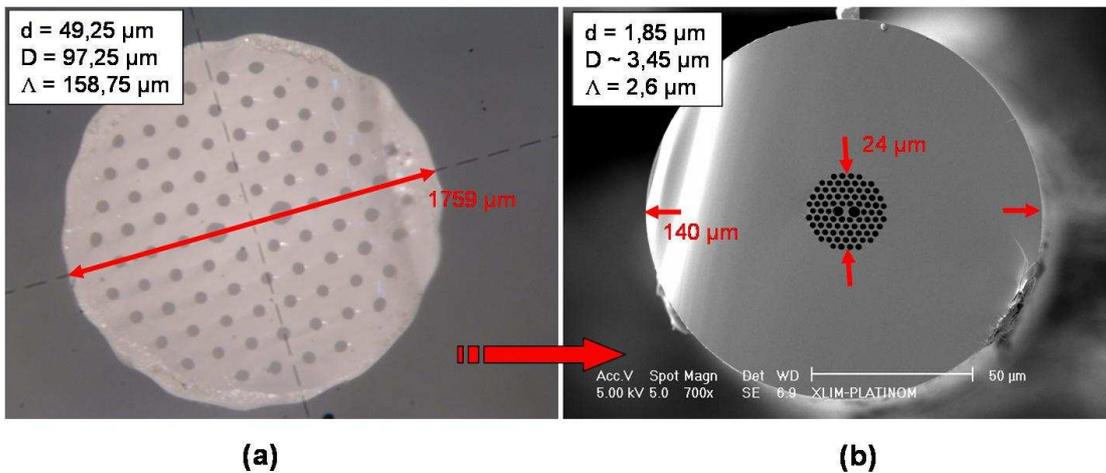
La première étape de la réalisation d'une fibre microstructurée air-silice est de concevoir la préforme, qui est un empilement régulier de capillaires arrangés selon une matrice triangulaire, hexagonale ou carrée. Le capillaire central est, dans la plupart des cas, remplacé par un barreau plein de silice ou de silice dopée afin de former le cœur. La préforme de dimensions macrométriques présente le même profil d'indice transverse et longitudinal que la fibre de dimensions micrométriques, à un facteur homothétique près (Figure II.7). Dans un second temps, la matrice est introduite dans un capillaire de diamètre plus important afin d'assurer le maintien de l'arrangement. Une des extrémités est chauffée grâce à un chalumeau afin de colmater les capillaires mais aussi de les rendre solidaires entre eux. L'autre extrémité de la préforme est quant à elle refermée dans une ampoule de silice pour contrôler la pression différentielle lors de l'étape de fibrage. La préforme est étirée une première fois afin d'obtenir une « canne » de dimensions millimétriques (Figure II.8). La canne est ensuite manchonnée dans un tube de maintien puis à nouveau étirée pour obtenir la fibre finale (Figure II.9).



**Figure II.7 :** (a) Représentation schématique de la préforme théorique et (b) préforme réelle de la fibre



**Figure II.8 :** Première étape de fibrage : passage (a) d'une préforme macroscopique à (b) une canne millimétrique



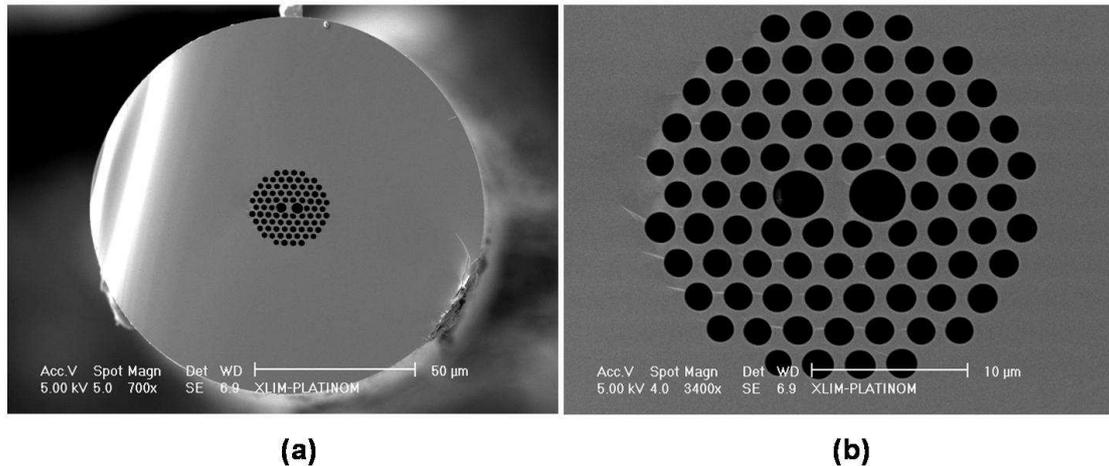
**Figure II.9 :** Seconde étape de fibrage : passage (a) d'une canne millimétrique à (b) une fibre micrométrique

La réalisation des fibres microstructurées est très délicate et nécessite une parfaite maîtrise des paramètres de pression et de température. Pour des températures trop faibles ou trop élevées, une rupture du guide de silice ou un remplissage inattendu des trous d'air peuvent être obtenus. De la même manière, si la pression n'est pas correctement définie la dimension des trous d'air est modifiée et par conséquent les caractéristiques finales de dispersion chromatique, de biréfringence et d'aire effective des modes aussi.

## II.3.2 Caractérisation du guide particulier réalisé

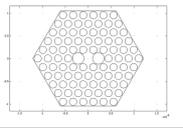
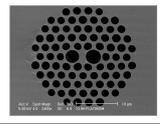
### II.3.2.1 Paramètres opto-géométriques

A l'aide d'un microscope électronique à balayage (MEB) nous avons pris une image de la face de la fibre afin de pouvoir caractériser ses paramètres opto-géométriques (Figure II.10).



**Figure II.10** : Image MEB (a) de la fibre et de sa gaine polymère (b) de la microstructure de la fibre

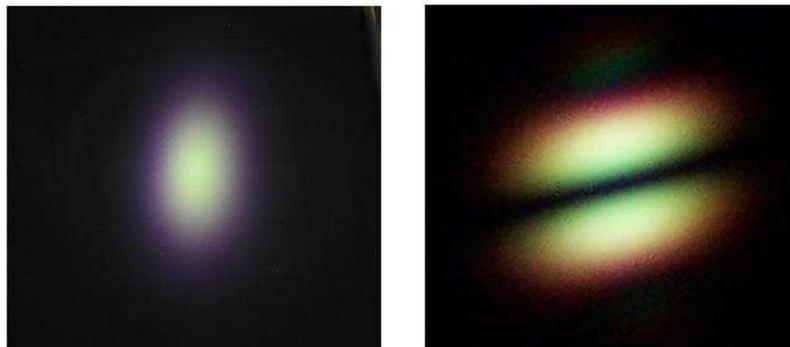
Le tableau II.3 présente les différents paramètres opto-géométriques de la fibre réalisée, ainsi que ceux de la fibre théorique modélisée précédemment. Nous pouvons constater, sur la fibre réelle, une dissymétrie importante au niveau des gros trous adjacents au cœur. Des différences entre le profil théorique et le profil réel de l'ordre de 15 à 18 % pour le diamètre des trous de la gaine et près de 38 % pour le diamètre des gros trous d'air sont relevées. Ces différences importantes, dues au manque de maîtrise de la pression et de la température lors du fibrage, engendrent des modifications non négligeables sur les caractéristiques du guide. Nous avons mesuré l'impact de ces distorsions sur la biréfringence, la dispersion chromatique et l'aire effective de la fibre.

Paramètres opto géométriques	Profil théorique	Profil réel	Erreur relative
			
Diamètre des trous de gaine	1,6 $\mu\text{m}$	1,85 $\mu\text{m}$	15%
Diamètre des gros trous	2,5 $\mu\text{m}$	$D_1 = 3,3 \mu\text{m}$ $D_2 = 3,6 \mu\text{m}$	38%
Pas	2,2 $\mu\text{m}$	2,6 $\mu\text{m}$	18%
Nombre de couronnes	5	5	

**Tableau II.3** : Paramètres opto-géométriques du profil théorique et du profil réel de la fibre étudiée

### II.3.2.2 Modes propagés

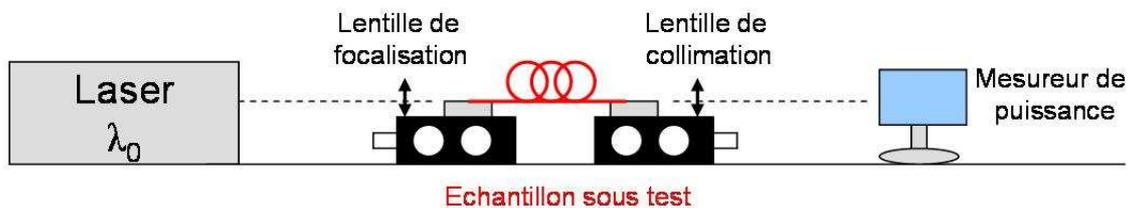
En raison du diamètre des gros trous adjacents au cœur fortement supérieur à celui initialement prévu dans le profil théorique, les modes électromagnétiques  $LP_{11Vx,y}$  ne peuvent pas s'installer dans la structure, et par conséquent ne sont pas guidés à la longueur d'onde de travail (1064 nm). En effet, lors de la résolution d'équations aux dérivées partielles par la méthode des éléments finis, le logiciel d'analyse ne renvoie que quatre modes :  $LP_{01x,y}$  et  $LP_{11Hx,y}$ . De même, expérimentalement, nous observons uniquement le mode fondamental et un seul des premiers modes d'ordre élevé (Figure II.11).



**Figure II.11** : Images en champ lointain des modes propagés dans la fibre :  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$

### II.3.2.3 Atténuation linéique

Afin de quantifier l'atténuation du flux lumineux lors de sa propagation dans une fibre, on effectue plusieurs mesures de puissance  $P$  à la sortie du guide. La première mesure est réalisée avec un tronçon de longueur  $L$ , puis les mesures suivantes sont obtenues avec des tronçons de longueurs  $L-L_0$ ,  $L-2L_0$ ,  $L-3L_0\dots$ . Si on prend soin de ne pas modifier les conditions d'injection lorsqu'on coupe la fibre, alors la pente de la fonction  $P=f(L)$  représente l'atténuation linéique de la fibre. La figure II.12 décrit le montage expérimental utilisé pour les mesures de pertes linéiques.



**Figure II.12** : Montage expérimental de la mesure d'atténuation linéique d'une fibre optique

Longueur d'onde de travail (nm)	Pertes (dB/km)
532	996
1550	209,6

**Tableau II.4** : Atténuation linéique de la fibre réalisée à différentes longueurs d'onde

Le tableau II.4 présente les atténuations linéiques en dB/km mesurées à deux longueurs d'onde différentes. Cette fibre microstructurée présente des pertes de propagation très importantes sur une large plage de longueurs d'onde. Ceci est dû principalement au procédé de fabrication : une mauvaise qualité de silice (ST10 Saint-Gobain) et un fibrage non effectué en salle blanche.

La Plate-forme d'Etudes et de Recherche sur les Fibres Optiques Spéciales (PERFOS) a réalisé une fibre similaire à celle-ci dans des conditions optimisées. La fabrication est effectuée en salle blanche et la silice utilisée est de meilleure qualité. Ce procédé de fabrication a permis de diminuer considérablement les pertes, jusqu'à 20 dB/km à 1550 nm.

II.3.2.4 Biréfringence de groupe

Afin de caractériser la biréfringence de groupe de la fibre, nous avons utilisé deux méthodes différentes. La première est la méthode du spectre cannelé. La seconde utilise la réflectométrie optique à faible longueur de cohérence.

II.3.2.4.1 Méthode du spectre cannelé

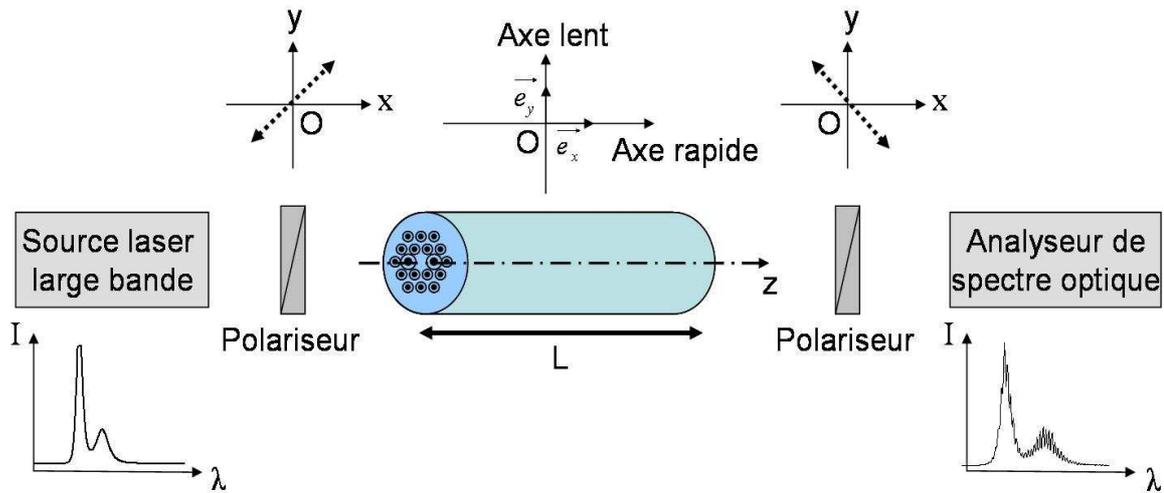


Figure II.13 : Méthode du spectre cannelé pour la mesure de la biréfringence de groupe d’une fibre optique

La figure II.13 représente le schéma de principe de la mesure de biréfringence de groupe d’une fibre optique par la méthode du spectre cannelé. En réalité, cette expérience permet de caractériser la dispersion des modes de polarisations LP<sub>01x</sub> et LP<sub>01y</sub> (PMD), qui est une grandeur dépendante de la longueur d’onde et de la biréfringence de groupe :

$$PMD = \frac{1}{c} B_g \tag{II.1}$$

avec  $c$  la vitesse de la lumière et  $B_g = B_\varphi - \lambda dB_\varphi/d\lambda$ . La longueur d’onde est définie par  $\lambda$  et  $B_\varphi$  représente la biréfringence de phase. Pour des fibres fortement biréfringentes, la dérivée de la biréfringence en fonction de la longueur d’onde est nulle, si bien que la PMD est une très bonne approximation de la biréfringence de groupe.

La source laser large bande utilisée est une source d’émission spontanée amplifiée (« Amplified Spontaneous Emission » en langue anglaise - ASE) utilisant une fibre dopée Erbium pompée à la

longueur d'onde de 980 nm. La longueur d'onde centrale est 1538 nm et la largeur du spectre est de 30 nm. La lumière émise par cette source n'est pas polarisée. Le premier polariseur, permettant de sélectionner une polarisation linéaire, est orienté à 45° des axes neutres de la fibre. Le second polariseur placé en sortie de fibre est orienté à 45° des axes neutres (et perpendiculairement au premier polariseur) afin d'analyser le signal émergent. Le spectre du signal est ensuite affiché sur un analyseur de spectre optique.

Le spectre du signal transmis est composé en partie d'interférences dont la période est définie par  $\delta\lambda$ . La biréfringence de groupe à une longueur d'onde  $\lambda_0$  est alors donnée par la relation :

$$B_g \Big|_{\lambda=\lambda_0} = \frac{\lambda_0^2}{\delta\lambda \times L} \quad [\text{II.2}]$$

Par conséquent, en connaissant la longueur d'onde centrale du spectre transmis, la période des cannelures obtenues par battement entre les modes et la longueur du tronçon étudié, il est facile d'en déduire la biréfringence de groupe.

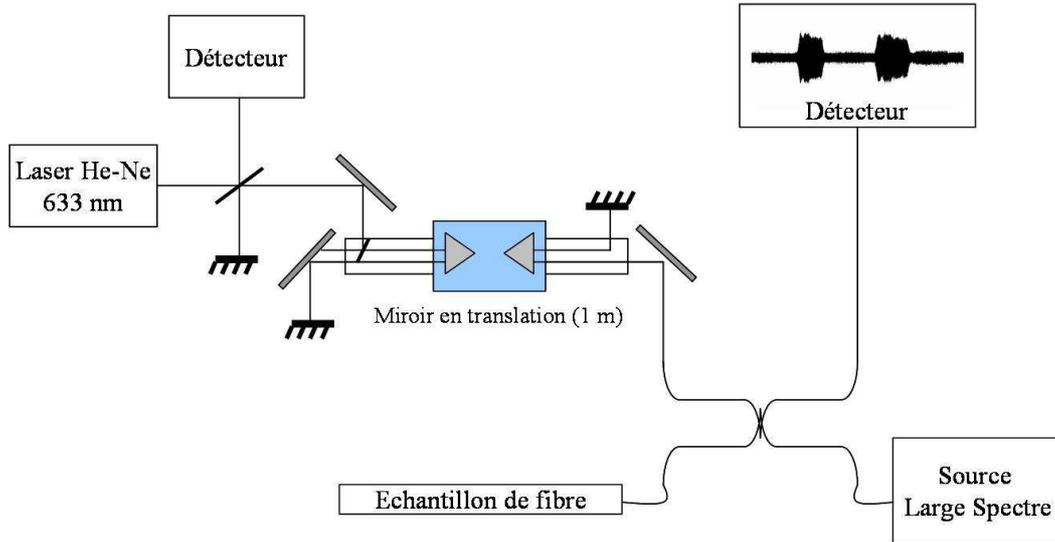
Notons que la fibre sous test n'est pas courbée afin de ne pas induire de contrainte et donc de ne pas ajouter de biréfringence parasite à la fibre. Enfin, nous avons pris soin d'analyser un court tronçon afin d'être sûr de n'exciter que le mode fondamental. Une caméra placée en sortie de fibre a permis de confirmer l'excitation unique du mode LP<sub>01</sub> avant de procéder à la mesure.

#### II.3.2.4.2 Méthode par réflectométrie optique à faible cohérence (OLCR)

Cette méthode de mesure a été étudiée et utilisée lors d'un stage en collaboration avec le Dr Yves Jaouen à l'ENST (Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications) à Paris. La méthode de réflectométrie optique à faible cohérence (« Optical Low-Coherence Reflectometry » en langue anglaise - OLCR) repose sur deux interféromètres de Michelson. Le premier est illuminé par une source à large spectre (laser à fibre dopée Erbium,  $\Delta\lambda = 40$  nm autour de 1,55  $\mu\text{m}$ ) dont le schéma expérimental est représenté sur la figure II.14. La lumière est envoyée de manière équilibrée vers l'échantillon de fibre à tester et vers le bras d'air dont la longueur variable permet d'obtenir une signature de la face de sortie de la fibre sous test (réflectogramme). Le signal provenant de l'interféromètre est alors détecté par une photodiode. Cette partie de l'interféromètre va permettre, grâce à la source large spectre, une analyse spatiale très bien résolue.

Le second interféromètre est illuminé par une source monochromatique de type He:Ne émettant

à la longueur d'onde de 633 nm. De ce fait, la longueur de cohérence du laser est beaucoup plus grande que celle du banc de mesure et cette partie de l'interféromètre va donc permettre de mesurer avec précision le déplacement du miroir mobile.



**Figure II.14** : Banc de mesure par réflectométrie optique à faible cohérence

Pour des fibres faiblement biréfringentes, le réflectogramme présente des cannelures résultant de l'interférence des deux modes de polarisation excités. La période des cannelures dépend de la biréfringence de groupe de la fibre, ce qui permet de déduire sa valeur. Cependant, pour des fibres fortement biréfringentes comme celle étudiée ici, il n'y a pas de battement entre les deux polarisations du mode fondamental car les positions centrales des réflectogrammes sont séparées d'une distance supérieure à la résolution spatiale de l'OLCR. La valeur de la biréfringence de groupe est donc déterminée en calculant la différence de chemin optique entre les modes de polarisation. On utilise l'équation suivante :

$$2 \times N_g \times L = 4 \times d_{air} \tag{II.3}$$

avec  $d_{air}$  la différence de chemin optique entre les modes de polarisation (distance entre les centres des deux interférogrammes) et  $N_g$  l'indice de groupe du mode fondamental.

On a donc :

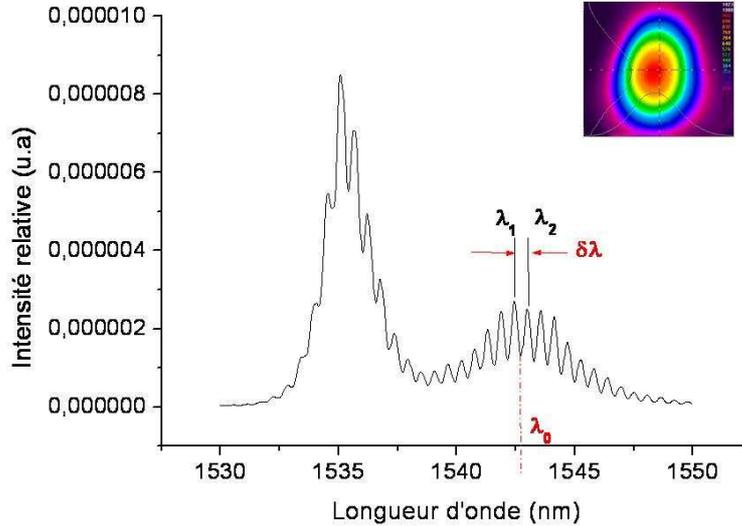
$$N_g = 2 \times \frac{d_{air}}{L} \tag{II.4}$$

$$dN_g = 2 \times \frac{d(d_{air})}{L} = B_g$$

II.3.2.4.3 Résultats

• Méthode du spectre cannelé

La figure II.15 présente le spectre obtenu en sortie du banc de mesure par la méthode du spectre cannelé.



**Figure II.15** : Spectre cannelé obtenu sur le mode fondamental (représenté à droite) autour de 1540 nm

D’après la formule [II.2] et en considérant que  $\delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$  et  $\lambda_0 = (\lambda_1 + \lambda_2)/2$ , nous avons :

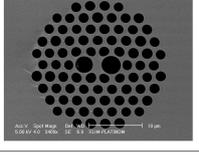
$$B_g = \frac{\left(\frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}\right)^2}{(\lambda_2 - \lambda_1)L} \quad \text{[II.5]}$$

Etant donné que les valeurs de  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont déterminées sur l’analyseur de spectre optique, l’incertitude relative à leur lecture peut être assimilée à la résolution minimale de l’analyseur (positionnement du curseur lors du relevé de mesure) :  $\Delta\lambda_1 = \Delta\lambda_2 = 0,02 \text{ nm}$  et donc  $\Delta\lambda_0 = \Delta(\delta\lambda) = 0,04 \text{ nm}$ . Par ailleurs, la mesure de la longueur de l’échantillon sous test est effectuée grossièrement grâce à un décimètre. On estimera donc l’erreur de mesure à  $\Delta L = 0,5 \text{ cm}$ .

L’incertitude relative à la biréfringence de groupe est alors défini, d’après la relation [II.2], par :

$$\frac{\Delta B_g}{B_g} = 2 \frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_0} + \frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta(\delta\lambda)}{\delta\lambda} \quad \text{[II.6]}$$

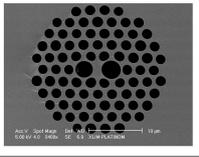
Le tableau II.5 recense les résultats obtenus par cette méthode.

Fibre sous test	$\lambda_1$ (nm)	$\lambda_2$ (nm)	$\delta\lambda$ (nm)	$\lambda_0$ (nm)	$L$ (m)	$B_g$	Incertitude relative [II.6]	Incertitude absolue $\Delta B_g$
	1542,44	1542,98	0,54	1542,71	0,47	$9,38 \cdot 10^{-3}$	8,5 %	$0,795 \cdot 10^{-3}$

**Tableau II.5 :** Valeurs de la biréfringence et de l’incertitude de mesure obtenues par la méthode du spectre cannelé autour de 1540 nm

Nous pouvons constater qu’à cette longueur d’onde, la biréfringence de la fibre est très élevée. Par ailleurs, si la biréfringence de groupe est élevée, cela implique que la biréfringence de phase ainsi que sa dérivée autour de la longueur d’onde de travail sont elles-mêmes élevées. Cependant, la méthode du spectre cannelé ne permet pas de déterminer de manière expérimentale la valeur de la différence d’indice entre les mode  $LP_{01x}$  et  $LP_{01y}$ .

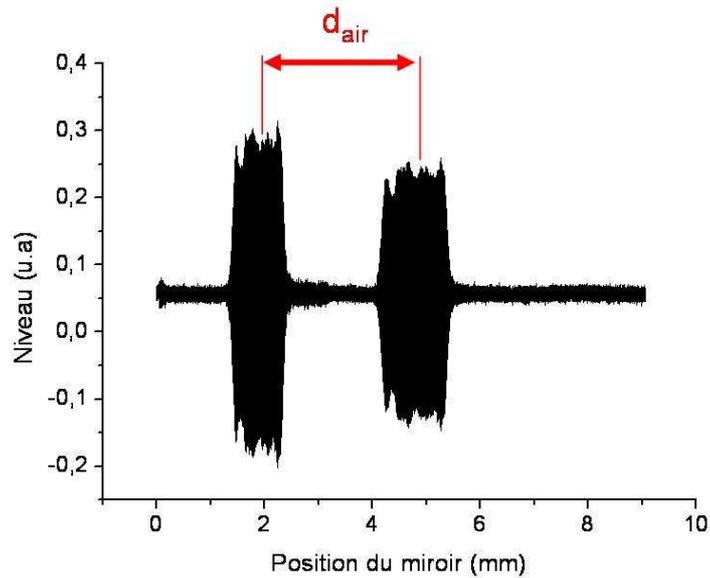
Une étude complémentaire a été réalisée autour de 825 nm grâce à un laser femtoseconde Titane:Saphir. Les résultats obtenus autour de cette longueur d’onde sont recensés dans le tableau II.6.

Fibre sous test	$\lambda_1$ (nm)	$\lambda_2$ (nm)	$\delta\lambda$ (nm)	$\lambda_0$ (nm)	$L$ (m)	$B_g$	Incertitude relative [II.6]	Incertitude absolue $\Delta B_g$
	821	825,5	4,5	823,25	0,265	$5,68 \cdot 10^{-4}$	2,8 %	$1,59 \cdot 10^{-5}$

**Tableau II.6 :** Valeurs de la biréfringence et de l’incertitude de mesure obtenues par la méthode du spectre cannelé autour de 825 nm

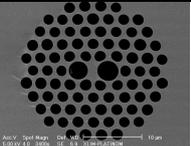
- **Méthode par réflectométrie à faible cohérence optique**

La figure II.16 représente les interférogrammes des modes LP<sub>01x</sub> et LP<sub>01y</sub> obtenus en sortie de la fibre. On constate bien qu'ils ne se chevauchent pas et par conséquent aucune cannelure n'est détectée.



**Figure II.16** : Interférogrammes des modes LP<sub>01x</sub> et LP<sub>01y</sub> obtenus par réflectométrie optique

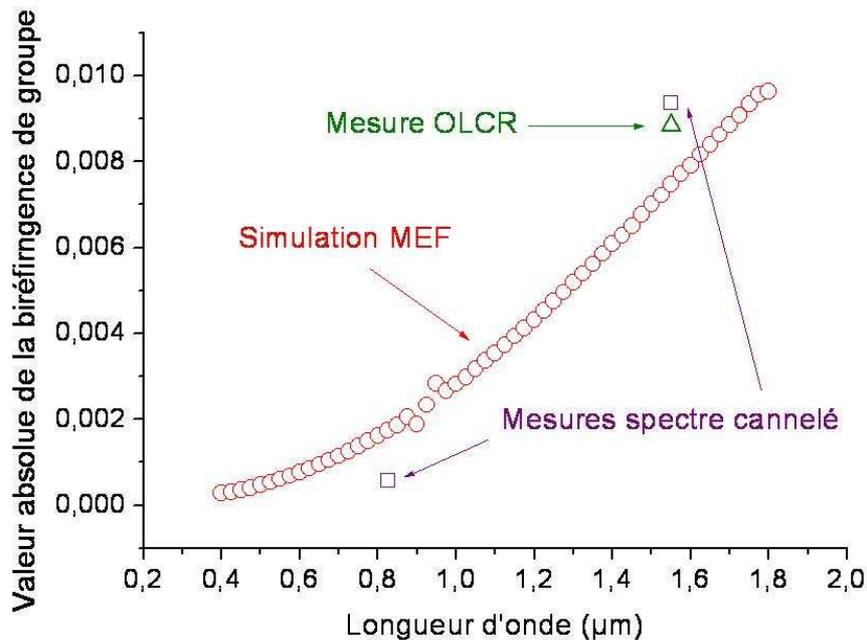
Les valeurs expérimentales obtenues grâce à cette méthode sont recensées dans le tableau II.7.

Fibre sous test	Position centrale du 1 <sup>er</sup> interférogramme (mm)	Position centrale du 2 <sup>ème</sup> interférogramme (mm)	$d_{air}$ (mm)	$L$ (mm)	$B_g$
	1,885	4,775	2,89	648	$8,92 \cdot 10^{-3}$

**Tableau II.7** : Valeur de biréfringence obtenue par la méthode d'interférométrie spectrale

- Comparaison simulation-expériences

A partir du logiciel FemLab basé sur la méthode des éléments finis nous avons calculé la biréfringence de groupe de la fibre sous test sur une large plage de longueurs d'onde. Il a donc été possible par la suite de comparer les valeurs de  $B_g$  obtenues expérimentalement et numériquement (Figure II.17). Numériquement les valeurs de biréfringence de groupe sont négatives car l'impulsion portée par  $LP_{01x}$  se propage moins vite que l'impulsion portée par  $LP_{01y}$ . Les valeurs obtenues expérimentalement sont uniquement des valeurs absolues.



**Figure II.17** : Comparaison simulation/expériences de l'évolution de la biréfringence de groupe en fonction de la longueur d'onde. Les cercles sur toute la plage spectrale correspondent à la simulation, les deux carrés correspondent aux mesures par la méthode du spectre cannelé et le triangle correspond à la mesure effectuée par la méthode OLCR à l'ENST Paris

Les différences entre les mesures (OLCR et spectre cannelé) s'expliquent par le fait que les deux expériences ont été réalisées sur des tronçons de fibre légèrement différents. Sachant que la fibre est inhomogène sur toute sa longueur, une variation (même faible) de la quantité d'air ou encore de la taille du cœur et des gros trous entraînerait une évolution sur la valeur de la biréfringence.

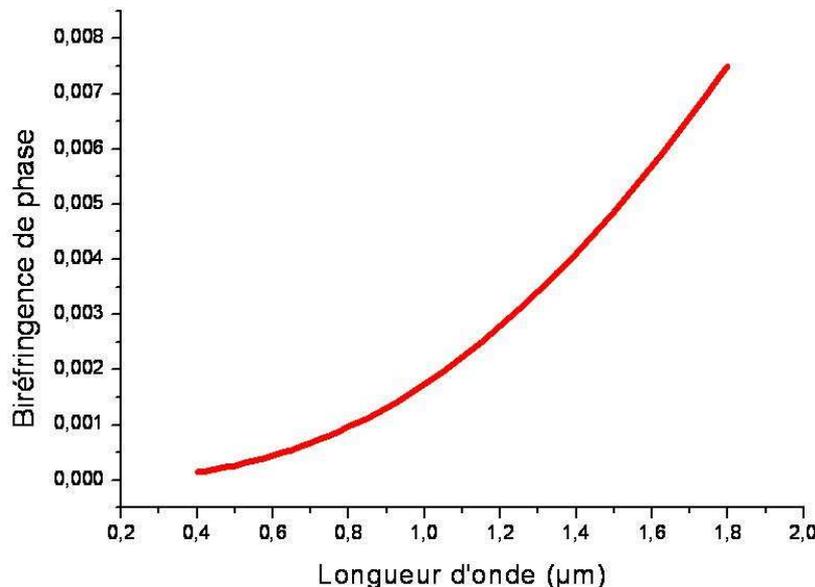
Par ailleurs, le désaccord entre les mesures et les simulations peut provenir de plusieurs origines :

- ✓ En premier lieu, les simulations ont été faites à partir d'une image MEB de la fibre prise à un endroit donné de la bobine qui est différent de l'endroit où ont été pris les échantillons à mesurer. Le problème évoqué précédemment se pose à nouveau concernant l'inhomogénéité de la fibre.

- ✓ De plus, des erreurs concernant le traitement de l'image MEB (niveaux de gris) et l'importation sous le logiciel d'analyse peuvent induire des différences de valeur entre les simulations et les expériences.

- **Biréfringence de phase**

Ne pouvant pas mesurer expérimentalement la différence d'indice entre les modes  $LP_{01x}$  et  $LP_{01y}$ , nous avons calculé la biréfringence de phase de la fibre par la méthode des éléments finis. Sur une plage de longueur d'onde variant de 400 à 1800 nm, la biréfringence varie de  $1,4 \cdot 10^{-4}$  à  $7,5 \cdot 10^{-3}$  (Figure II.18). A 1064 nm, on remarque que  $B_\phi = 2,04 \cdot 10^{-3}$ . Par conséquent, l'augmentation du diamètre des gros trous adjacents au cœur n'a pas eu d'influence majeure sur la biréfringence de phase de la structure. En effet, les valeurs obtenues sont proches de celles du profil théorique ( $1,88 \cdot 10^{-3}$  à 1064 nm).



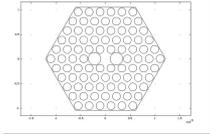
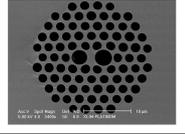
**Figure II.18** : Evolution de la biréfringence de phase de la fibre réelle

### II.3.2.5 Dispersion chromatique

- **Comparaison profil théorique – profil réel**

De la même façon que pour le profil théorique de la fibre réalisée, nous avons déterminé la variation d'indice effectif des quatre modes guidés, en fonction de la longueur d'onde. Les différents résultats d'analyse ont permis de déterminer les courbes de dispersion chromatique. Le

tableau II.8 présente la comparaison des longueurs d'onde de zéro de dispersion entre la fibre théorique et la fibre réelle. On constate que les écarts relatifs sont faibles pour le mode fondamental, soit environ 3 %. Pour le mode LP<sub>11H</sub> la différence entre les valeurs de la fibre idéale et de celle réalisée est plus élevée que pour le mode fondamental. Cependant, les zéros de dispersion pour ce mode restent à des longueurs d'onde basses, n'altérant pas les objectifs fixés dans le cahier des charges.

Mode propagé	Profil théorique	Profil réel	Ecart relatif
			
LP <sub>01x</sub>	$\lambda_{ZDW} = 804 \text{ nm}$	$\lambda_{ZDW} = 825 \text{ nm}$	2,6%
LP <sub>01y</sub>	$\lambda_{ZDW} = 825 \text{ nm}$	$\lambda_{ZDW} = 850 \text{ nm}$	3%
LP <sub>11Hx</sub>	$\lambda_{ZDW} = 683 \text{ nm}$	$\lambda_{ZDW} = 750 \text{ nm}$	9,8%
LP <sub>11Hy</sub>	$\lambda_{ZDW} = 714 \text{ nm}$	$\lambda_{ZDW} = 766 \text{ nm}$	7,3%

**Tableau II.8** : Comparaison des longueurs d'onde de dispersion nulle ( $\lambda_{ZDW}$  : Zero Dispersion Wavelength) entre le profil théorique et le profil réel obtenues par simulation numérique

- **Mesure par réflectométrie à faible cohérence optique**

La mesure de dispersion chromatique est effectuée grâce à la méthode OLCR présentée ci-dessus. Pour chacun des modes étudiés, nous allons déterminer le temps de groupe de l'onde lumineuse lors de sa propagation dans le tronçon de fibre sous test. Pour cela, il suffit de faire interférer cette onde avec la même onde ayant voyagé dans le bras d'air de référence.

La dispersion chromatique de l'échantillon de fibre sous test est ensuite déterminée, en calculant la pente du temps de groupe rapportée à la longueur  $L$  du tronçon étudié :

$$D_c = \frac{1}{2L} \frac{dT_g}{d\lambda} \quad [\text{II.7}]$$

Les figures II.19 et II.20 présentent les résultats des mesures de dispersion obtenus par la méthode OLCR pour les modes LP<sub>01</sub> et LP<sub>11</sub> (sur les deux axes de polarisation), ainsi que les résultats numériques obtenus par la méthode des éléments finis sur le profil réel afin d'effectuer une comparaison. La plage d'analyse expérimentale étant restreinte à 1400 – 1700 nm, nous n'avons tracé les courbes de dispersion chromatique obtenues numériquement que sur cette bande d'étude.

On constate que les valeurs obtenues numériquement et expérimentalement sont relativement proches. Les différences constatées proviennent des incertitudes de mesure ainsi que de l'inhomogénéité de la fibre analysée.

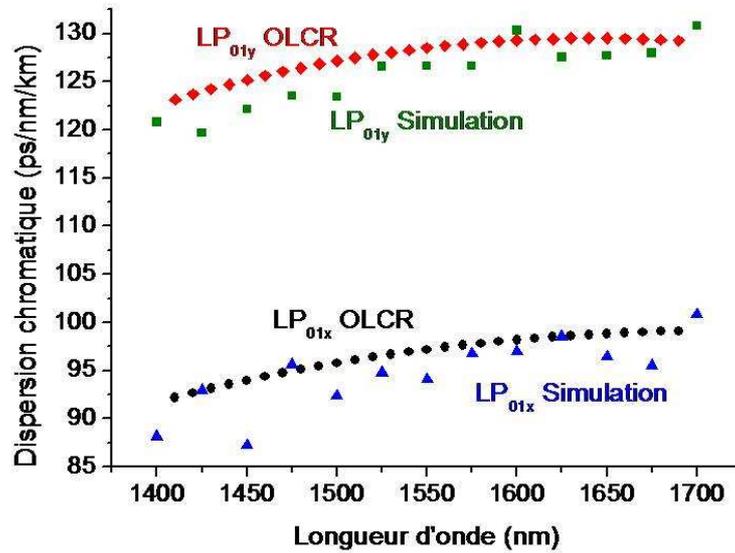


Figure II.19 : Courbes de dispersion chromatique du mode fondamental pour les deux axes de polarisation

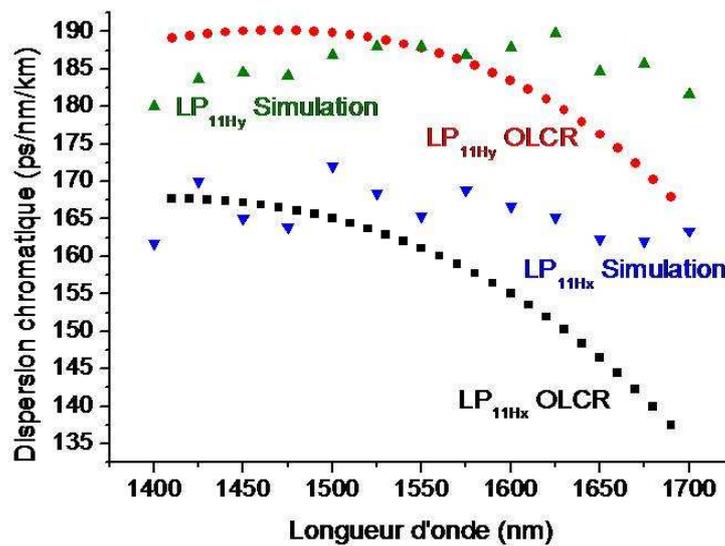
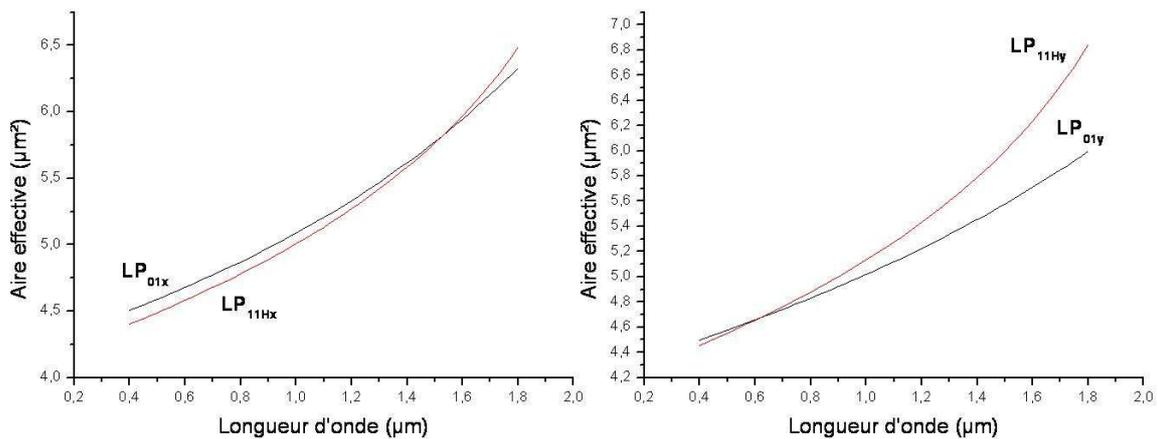


Figure II.20 : Courbes de dispersion chromatique du second mode guidé pour les deux axes de polarisation

### II.3.2.6 Aire effective

La figure II.21 représente la variation de l'aire effective en fonction de la longueur d'onde, pour les polarisations  $x$  et  $y$  des modes  $LP_{01}$  et  $LP_{11H}$ . Ces courbes sont obtenues numériquement par la méthode des éléments finis. Par rapport au profil théorique, on constate une augmentation de l'aire effective de mode. En effet, la valeur maximale de  $A_{eff}$  est de  $6,8 \mu\text{m}^2$  à  $1800 \text{ nm}$ , ce qui démontre une augmentation de  $1 \mu\text{m}^2$  par rapport au profil théorique. De plus, aux alentours de  $1064 \text{ nm}$ , le guide d'onde présente une surface de mode d'environ  $5 \mu\text{m}^2$  impliquant un accroissement de  $2 \mu\text{m}^2$ . Cependant, l'aire effective de mode reste assez faible pour permettre la mise en place d'effets non- linéaires nécessaires à la génération de supercontinuum.

Par ailleurs, aucune investigation expérimentale n'a été réalisée. En effet, les caméras disponibles à ce jour ne présentent pas des précisions inférieures à  $20 \%$ . De ce fait, il n'est pas possible de réaliser des mesures d'aire effective suffisamment précises.



**Figure II.21** : Variation de l'aire effective du profil réel

### II.3.2.7 Conclusion sur la réalisation et la caractérisation d'une fibre microstructurée particulière fortement biréfringente

La fibre que nous avons réalisée est une fibre microstructurée basée sur une matrice de trous d'air repartis de manière à former un réseau triangulaire. Sa forte dissymétrie entre les axes  $x$  et  $y$  permet d'obtenir le guidage de quatre modes à la longueur d'onde de 1064 nm ( $LP_{01x,y}$  et  $LP_{11Hx,y}$ ). Ce type de fibre devrait permettre de réaliser facilement l'excitation du mode fondamental, ou du second mode guidé ou des deux à la fois. La surface effective du mode fondamental est inférieure à  $6 \mu\text{m}^2$  ce qui permet l'obtention d'un fort coefficient non-linéaire. La longueur d'onde d'annulation de la dispersion chromatique pour le mode fondamental est proche de 800 nm tandis qu'elle est centrée autour de 750 nm pour le second mode. Les mesures de dispersion chromatique, réalisées en utilisant une méthode d'interférométrie spectrale, sont en accord avec les simulations numériques même si une légère différence a été mise en évidence en raison des différents échantillons utilisés et de l'inhomogénéité du guide sur la longueur. Malgré une forte augmentation du diamètre des gros trous adjacents au cœur, la biréfringence de phase, pour le mode fondamental, est identique à celle du profil théorique soit  $2 \cdot 10^{-3}$  à 1064 nm. Cette valeur est supérieure d'un ordre de grandeur par rapport à celle des fibres biréfringentes standard. Les mesures réalisées par deux méthodes différentes sont en accord avec les simulations numériques réalisées à partir du profil réel de la fibre. Il est à noter que les pertes de propagation sont très élevées à cause de la nature de la silice et des conditions dans lesquelles le montage de la préforme et le fibrage ont été réalisées. Cependant, malgré des paramètres opto-géométriques relativement différents, les caractéristiques de la fibre réalisée sont relativement proches de celles de la fibre théorique.

## *II.4 Conclusion du second chapitre*

Ce chapitre a permis de présenter le logiciel de simulation COMSOL Multiphysics permettant de calculer la population modale d'une fibre donnée. Grâce à cet outil, nous avons modélisé une structure de fibre innovante répondant aux critères que nous nous étions fixés dans le but d'étudier la génération de supercontinuum. Ce guide spécifique exhibe une forte biréfringence et un cœur de faibles dimensions assurant un fort confinement du champ électromagnétique. Plusieurs analyses reposant sur les valeurs d'indices effectifs des modes propagés ont permis de calculer la dispersion chromatique, l'aire effective ainsi que la biréfringence de cette fibre.

Ce guide particulier a fait l'objet d'une réalisation dont nous avons décrit les différentes étapes. Une caractérisation par la méthode du spectre cannelé et par la méthode OLCR a permis de montrer la forte valeur de biréfringence de groupe de cette fibre et de valider les valeurs obtenues de manière numérique. Cette même méthode d'interférométrie spectrale a également permis de mesurer la dispersion chromatique de 1400 à 1700 nm et ainsi de comparer les résultats expérimentaux et numériques obtenus. La fibre fabriquée est conforme au cahier des charges établi malgré quelques variations liées aux inhomogénéités longitudinales.

Nous allons maintenant utiliser ce guide d'onde non-linéaire afin d'engendrer une extension du spectre dans la région du visible à partir d'une source infrarouge émettant des impulsions nanosecondes à la longueur d'onde de 1064 nm.

## Bibliographie

### B

---

[BIR-00] **Birks et al.**, “Supercontinuum generation in tapered fibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 25, p. 1415 (2000).

### C

---

[CRE-99] **Cregan et al.**, “Single-mode photonic bandgap guidance of light in air”, *Science*, Vol. 285, p. 1537 (1999).

### K

---

[KAI-74] **Kaiser et al.**, “Low-loss single material fibers made from pure fused silica”, *Bell Syst. Tech. J.*, Vol. 53, p. 1021 (1974).

[KNI-96] **Knight et al.**, “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding”, *Opt. Lett.*, Vol. 21, p. 1547 (1996).

### P

---

[PEY-03] **Perilloux**, “Modélisation et caractérisation des fibres microstructurées air/silice pour application aux télécommunications optiques”, *Thèse de Doctorat* (2003).

### R

---

[RAN-00] **Ranka et al.**, “Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm”, *Opt. Lett.*, Vol. 25, p. 25 (2000).

*T*

---

[TRA-05] **Travers *et al.***, “Extended blue supercontinuum generation in cascaded holey fibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 30, p. 3132 (2005).

*W*

---

[WAD-04] **Wadsworth *et al.***, “Supercontinuum and four-wave mixing with Q-switched pulses in endlessly single-mode photonic crystal fibres”, *Opt. Expr.*, Vol. 12, p. 299 (2004).

*Y*

---

[YAB-87] **Yablonovitch *et al.***, “Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics”, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 58, p. 2059 (1987).





*III Mélanges paramétriques large bande –  
Rôle dans la génération de supercontinuum*



### III.1 Introduction

Obtenir un élargissement spectral important et s'étendant vers les basses longueurs d'onde a fait l'objet de nombreuses recherches ces dernières années. En 2000, Ranka *et al.* utilisent un laser émettant des impulsions femtosecondes à 800 nm ainsi qu'une fibre dont le zéro de dispersion se situe à 790 nm [RAN-00]. En choisissant de pomper la fibre sous test près de la longueur d'onde de dispersion nulle, ils obtiennent un élargissement spectral homogène s'étendant de 400 à 1400 nm. Dans ces conditions, une forte implication des mélanges paramétriques est à l'origine de l'élargissement spectral. L'évolution du spectre est alors quasi-symétrique de part et d'autre de la longueur d'onde de dispersion nulle. Néanmoins, plus on s'éloigne de la longueur d'onde de pompe, plus les conversions sont faibles. La limite basse de la génération de continuum est alors proche de 400 nm pour une onde de pompe vers 800 nm. Au cours de la même année, Birks et ses collaborateurs utilisent des transitions adiabatiques afin de modifier la longueur d'onde de dispersion nulle tout au long de la propagation [BIR-00]. Grâce à ce processus, l'élargissement obtenu, en régime nanoseconde, couvre une plage de longueurs d'onde allant de 400 à 1400 nm, cependant le spectre est beaucoup plus chaotique. Plus récemment, Kudlinski *et al.* montrent clairement l'apport de ces transitions adiabatiques et prouvent qu'elles permettent d'augmenter la conversion de fréquence vers les basses longueurs d'onde. Des spectres descendant jusqu'à 372 nm sont alors obtenus en pompant à une longueur d'onde de 1064 nm en régime nanoseconde et picoseconde [KUD-06]. En 2006, Travers et ses collaborateurs utilisent un principe similaire aux transitions adiabatiques [TRA-06]. Ils choisissent d'assembler plusieurs tronçons de fibres présentant des longueurs d'onde de dispersion nulle différentes. Le processus de formation du spectre est alors très similaire à celui obtenu avec les transitions adiabatiques. Les premières conversions permettent, par l'intermédiaire de l'automodulation de phase et des mélanges à quatre ondes, d'élargir le spectre et de délocaliser une partie de l'énergie de pompe vers les basses longueurs d'onde. Dans un second temps, les radiations converties se propagent dans un nouveau tronçon présentant une dispersion nulle plus basse permettant l'apparition de nouveaux mélanges paramétriques. Ils ont obtenu des élargissements spectraux allant de 440 à 1890 nm en pompant à 1,06  $\mu\text{m}$  en régime picoseconde. En 2004, Champert *et al.* proposent une nouvelle méthode permettant d'étendre le spectre dans la région du visible. A la place d'exploiter des guides particuliers présentant une évolution de leur profil transverse, ils décident d'utiliser deux sources de pompe placées de part et d'autre de la longueur d'onde de dispersion nulle [CHA-04]. Ils

obtiennent alors un décalage fréquentiel jusque dans le bleu. Le principal processus non-linéaire à l'origine de l'élargissement spectral est la modulation mutuelle de phase entre le spectre infrarouge et la seconde pompe visible. Ils mettent également en évidence une forte compétition entre deux effets non-linéaires (l'effet Raman et la modulation mutuelle de phase). Il est important de souligner que les longueurs d'onde de pompe étaient positionnées loin de la longueur d'onde de dispersion nulle (800 nm), à 1064 nm et 532 nm.

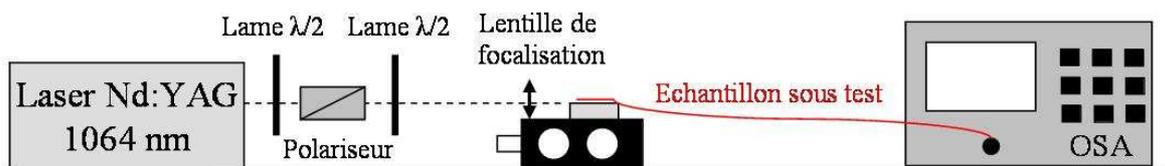
Dans ce troisième chapitre, nous décrivons une nouvelle manière d'induire un élargissement spectral dans la région des longueurs d'onde visibles à partir d'une radiation de pompe à 1064 nm. Dans le but de se démarquer des précédentes recherches déjà publiées, nous choisissons de jouer sur la mise en place des effets non-linéaires et de ne pas exploiter une évolution particulière des caractéristiques du guide ou d'utiliser un système de pompe particulier. Le processus mis en place est basé sur un mélange à quatre ondes intermodal large bande unique, s'instaurant grâce à un pompage positionné loin de la longueur d'onde de dispersion nulle. Une injection sélective sur deux modes transverses de la fibre est utilisée. Afin de faciliter cette opération, nous avons réalisé une fibre très dissymétrique que nous avons présentée dans le précédent chapitre.

Dans un premier temps, nous présentons les expérimentations et les simulations numériques réalisées pour démontrer la nouvelle méthode d'élargissement spectral. Nous analysons précisément le développement du spectre dans la fibre utilisée et montrons les évolutions en fonction de la puissance injectée, de la polarisation et de la longueur de fibre. Dans un second temps, l'impact des paramètres opto-géométriques de la fibre sur la position des raies Stokes et anti-Stokes du mélange à quatre ondes est étudié. Cette analyse permet, à partir d'un profil donné de guide, de prévoir les paramètres opto-géométriques nécessaires afin de contrôler la position exacte des raies Stokes et anti-Stokes. Cette approche globale inverse a été démontrée avec la réalisation de multiples profils de la même fibre présentant des variations sub-micrométriques. Au-delà du mélange paramétrique modal, nous montrons également la possibilité d'exploiter la biréfringence de la fibre en utilisant un mélange à quatre ondes vectoriel permettant d'obtenir un spectre large dans la région du visible mais sur le mode fondamental de la fibre. Afin de mieux appréhender les différences entre les régimes de pompage, nous réalisons des investigations avec des impulsions picosecondes et femtosecondes. Ces expériences ont été effectuées en collaboration avec le laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique à Palaiseau et l'École Polytechnique de Montréal. Une approche numérique concernant l'évolution des spectres obtenus permet d'appuyer et d'interpréter les résultats expérimentaux. Enfin, nous montrons que l'obtention de plusieurs mélanges paramétriques

entrelacés permet une plus forte délocalisation de l'énergie de pompe vers les basses longueurs d'onde et l'obtention d'un spectre descendant jusqu'à 300 nm.

## III.2 Mélange paramétrique large bande intermodal permettant l'amorçage d'un continuum dans le spectre visible en régime nanoseconde

### III.2.1 Montage expérimental

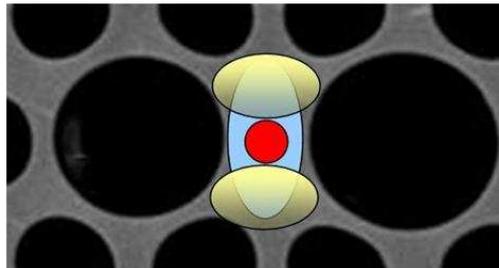


**Figure III.1** : Schéma du montage expérimental permettant d'observer la génération de supercontinuum dans une fibre microstructurée

La source de pompe utilisée dans cette expérience est un laser Nd:YAG émettant des radiations à 1064 nm. La fréquence de répétition est de 7 kHz pour des largeurs d'impulsions d'environ 700 ps avec une énergie de 6  $\mu$ J. La puissance moyenne délivrée est approximativement de 50 mW. En sortie du laser, nous avons introduit une lame demi-onde et un cube polariseur, tous deux traités pour 1064 nm, afin de contrôler la puissance couplée dans la fibre. Une seconde lame demi-onde est positionnée après le polariseur afin de maîtriser l'orientation du vecteur polarisation. Une microlentille de distance focale 3,1 mm permet l'injection du faisceau dans 50 cm de fibre microstructurée. La fibre sous test a été décrite en détail au chapitre II (fibre microstructurée fortement biréfringente). Le guide est ensuite amené à un analyseur de spectre optique (OSA- « Optical Spectrum Analyzer » en langue anglaise) dans le but d'étudier l'élargissement spectral obtenu.

### III.2.2 Evolution du spectre en fonction de la puissance injectée

Dans un premier temps, nous avons testé la possibilité de coupler sélectivement la puissance issue de la source laser de pompe sur le mode fondamental  $LP_{01}$ , le second mode guidé  $LP_{11}$  ou les deux à la fois. Cette opération est réalisée grâce à la formation d'un spot laser plus petit que le diamètre du cœur de la fibre. Un déplacement latéral du spot permet alors de contrôler parfaitement la quantité d'énergie sur chaque mode transverse (Figure III.2).



**Figure III.2** : Schématisation du spot laser (en rouge) ainsi que du mode fondamental (en bleu) et du second mode (en jaune) guidés dans la fibre

Après avoir excité les deux modes  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$  de la fibre, nous avons réussi à obtenir un mélange à quatre ondes modal unique que nous avons caractérisé en fonction de plusieurs paramètres du montage. La première étude concerne l'impact de l'évolution de la puissance infrarouge injectée dans la fibre sur le mélange paramétrique et sur le spectre large qui en découle. Il est à noter que la polarisation de la pompe est, dans ce premier cas, linéaire et parallèle à l'axe rapide de la fibre ( $x$ ). La figure III.3 représente l'évolution du spectre lorsque la puissance infrarouge évolue.

- **Analyse spectrale**

Pour une puissance crête injectée dans la fibre inférieure à 1 kW, le spectre de sortie est uniquement composé de la contribution de la pompe infrarouge à 1064 nm. Aucun effet non-linéaire n'est encore présent.

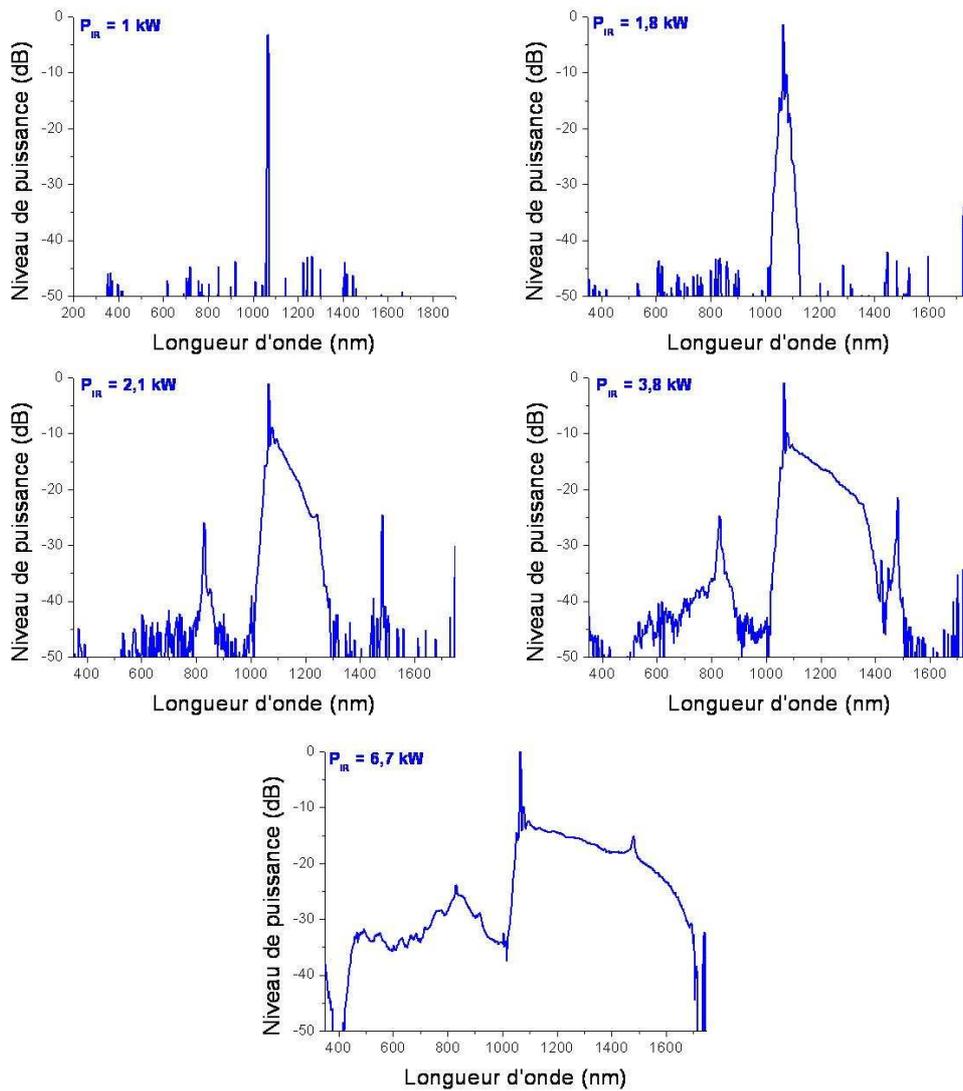
Lorsque la puissance de pompe augmente (1,8 kW), on distingue plusieurs pics discrets autour de la pompe aux longueurs d'onde de 1053 nm, 1078 nm et 1089 nm, ainsi qu'un élargissement quasi-symétrique de l'onde infrarouge. Les premiers effets non-linéaires mis en jeu dans la fibre et contribuant à l'élargissement spectral sont : l'automodulation de phase et les instabilités de modulation.

Lorsque la puissance de pompe atteint 2,1 kW, le processus de mélange à quatre ondes apparaît.

On remarque la présence de deux raies latérales, Stokes et anti-Stokes. L'écart fréquentiel entre les deux ondes, respectivement situées à 1481 nm et 829 nm, est de 156 THz. Pour une longueur de fibre de 50 cm et pour une puissance de pompe de 2,1 kW crête, la quantité d'énergie transférée vers les deux bandes latérales est alors de l'ordre de 7 %.

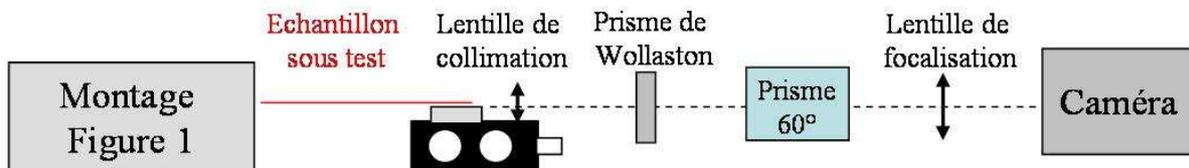
Lorsque la puissance de pompe augmente au-delà de 2,1 kW, la bande centrale s'élargit de manière fortement asymétrique vers les hautes longueurs d'onde. La propagation des impulsions infrarouges en régime de dispersion anormal permet la mise en place d'un régime solitonique. De plus, sous l'effet du gain Raman, l'autodécalage en fréquence des solitons est obtenu, permettant d'élargir le spectre jusqu'à 1700 nm pour une puissance crête injectée de 6,7 kW [LIU-01,RAI-06]. Par ailleurs, la raie anti-Stokes située autour du point de dispersion nulle agit comme une pompe secondaire permettant un élargissement spectral quasi-symétrique grâce à l'instauration de mélanges paramétriques. La modulation mutuelle de phase de l'ensemble de l'énergie du spectre infrarouge sur la raie anti-Stokes augmente encore l'élargissement spectral. Il en résulte alors un développement du spectre visible vers les longueurs d'onde bleues (jusqu'à 400 nm pour 6,7 kW crête injectée) [AGR-89,GEN-04].

Il est important de noter que ce phénomène d'élargissement vers les basses longueurs d'onde n'est rendu possible que par la présence d'énergie près du point de dispersion nulle et donc par la mise en place d'un mélange paramétrique large bande.



**Figure III.3 :** Evolution du spectre en sortie de la fibre microstructurée en fonction de la puissance de pompe infrarouge injectée ( $L_{fibre} = 50$  cm,  $\lambda_{pompe} = 1064$  nm, vecteur polarisation en entrée orienté selon l’axe rapide de la fibre)

- **Analyse spatiale**

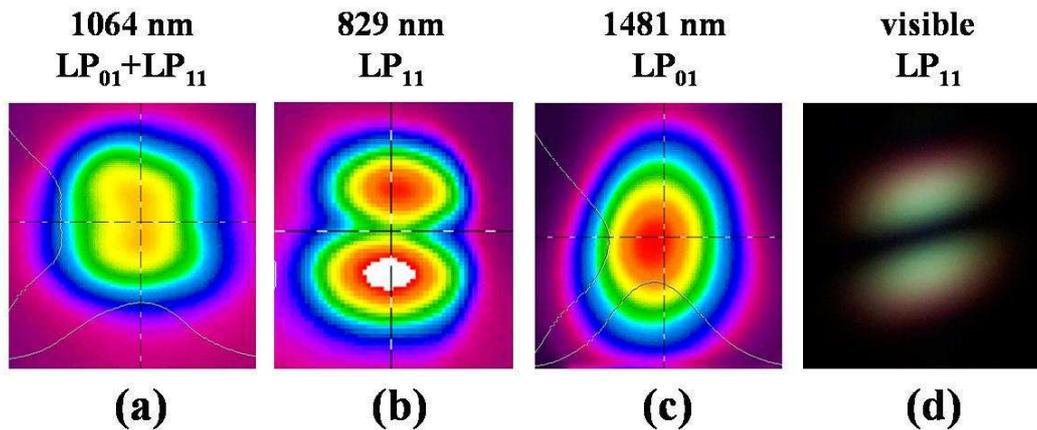


**Figure III.4 :** Schéma du montage expérimental permettant une analyse spatiale du spectre en sortie de fibre

Dans une seconde phase, nous nous sommes intéressés à la population modale en sortie de fibre, et plus précisément aux modes transverses permettant la propagation des ondes à 829 nm, 1064 nm

et 1481 nm. Pour cela, nous avons repris le montage expérimental présenté à la figure III.1, puis nous avons placé derrière la face de sortie de la fibre un prisme de Wollaston permettant d'afficher spatialement l'état de polarisation de la lumière émise. Un prisme 60° est ajouté au montage afin de visualiser séparément les modes guidés à chaque longueur d'onde. Une caméra CCD munie d'un logiciel de capture d'image permet d'enregistrer la répartition énergétique de chaque mode.

Dans cette première expérience, la pompe est orientée selon l'axe rapide  $x$  et se propage sur les deux modes  $LP_{01}$  et  $LP_{11H}$  (Figure III.5a). La raie anti-Stokes à 829 nm se propage sur le mode  $LP_{11H}$  (Figure III.5b), tandis que la raie Stokes à 1481 nm se propage sur le mode fondamental (Figure III.5c). A noter que les modes  $LP_{11H}$  à 829 nm et  $LP_{01}$  à 1481 nm sont générés sur une polarisation parallèle à celle de la pompe. Les quatre ondes du mélange paramétrique large bande sont donc linéairement polarisées selon l'axe  $x$ . La partie visible du spectre est quant à elle engendrée sur le mode  $LP_{11H}$  (Figure III.5d).



**Figure III.5** : Profil des modes se propageant dans la fibre : (a) onde de pompe 1064 nm, (b) onde anti-Stokes 829 nm, (c) onde Stokes 1481 nm et (d) spectre visible

### III.2.3 Evolution du spectre en fonction de la polarisation

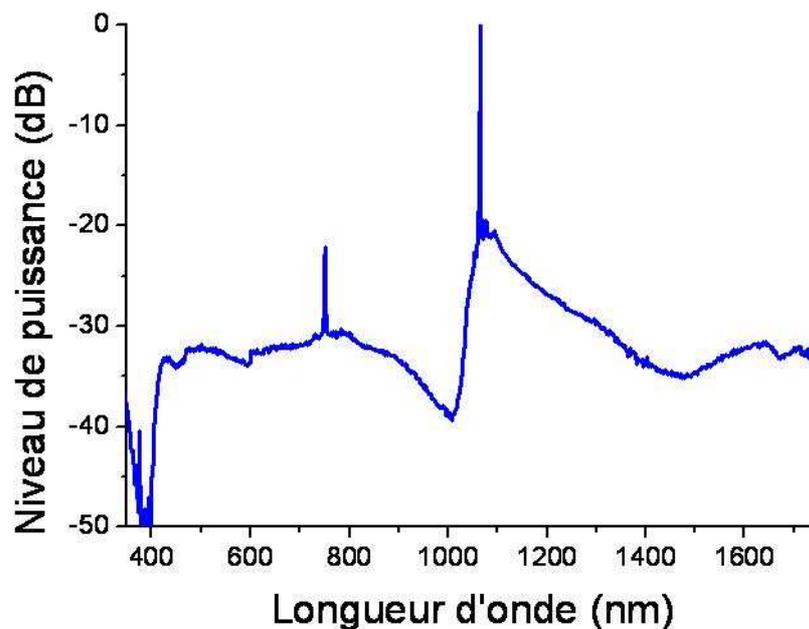
La fibre que nous utilisons dans ces expériences présente une biréfringence très élevée. Comme nous l'avons mentionné au second chapitre, cette biréfringence peut avoir des conséquences importantes sur les effets paramétriques, notamment sur le décalage fréquentiel des raies latérales Stokes et anti-Stokes. Différentes études sur des fibres microstructurées air-silice fortement biréfringentes, en régime femtoseconde, ont montré l'influence directe du vecteur polarisation en entrée de fibre sur la génération de spectres larges [LEH-03,PRO-03]. Nous avons donc décidé de

regarder l'influence de la polarisation de la pompe infrarouge sur le spectre généré. Pour cela, nous avons repris le montage expérimental présenté sur la figure III.1 et conservé une injection sélective simultanée sur les modes LP<sub>01</sub> et LP<sub>11H</sub>. Cependant, la pompe est, dans ce second cas, polarisée selon l'axe lent de la fibre (y).

- **Analyse spectrale**

La figure III.6 présente le spectre de sortie obtenu pour une puissance injectée de l'ordre de 5 kW. On distingue seulement une raie latérale, positionnée à 746 nm. Dans ces conditions, en respectant la conservation de l'énergie, la seconde raie latérale du mélange paramétrique devrait se situer à 1854 nm. Un processus de mélange à quatre ondes s'instaure bien dans la fibre lorsque la pompe est polarisée selon l'axe y, cependant la limite de l'analyseur de spectre optique ne permet pas de visualiser la raie Stokes relative à un écart fréquentiel de 227 THz.

L'évolution du spectre dans le visible lorsque la puissance de pompe augmente repose sur le même processus que précédemment. En effet, l'onde anti-Stokes, située autour de la longueur d'onde de dispersion nulle, s'élargit de manière symétrique grâce à l'automodulation de phase puis subit la modulation mutuelle de phase du spectre infrarouge (généré par effet solitonique). Il s'ensuit un développement vers les longueurs d'onde basses, jusqu'à 400 nm.

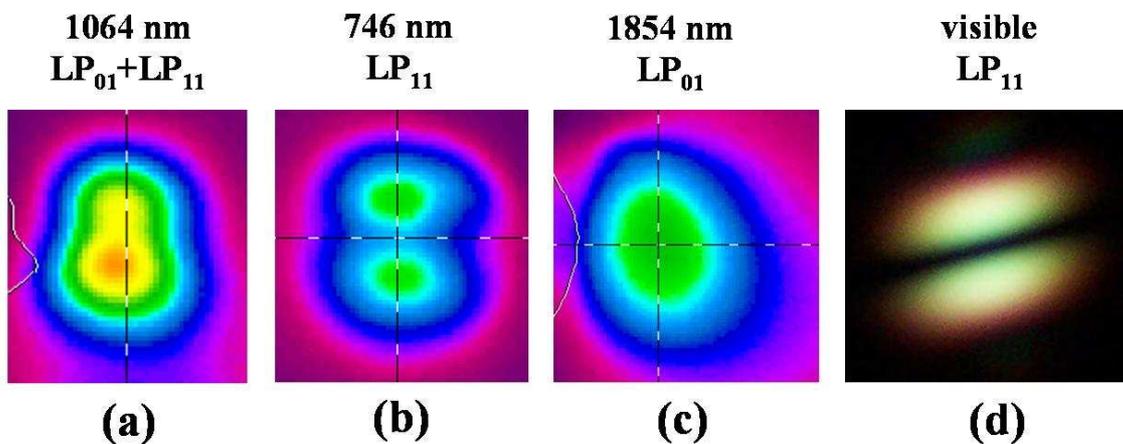


**Figure III. 6 :** Spectre de sortie obtenu pour une polarisation de pompe en entrée parallèle à l'axe lent de la fibre

( $L_{\text{fibre}} = 80 \text{ cm}$ ,  $\lambda_{\text{pompe}} = 1064 \text{ nm}$ ,  $P_{\text{pompe}} = 5 \text{ kW}$ )

- **Analyse spatiale**

L'analyse spatiale a été réalisée grâce au montage présenté à la figure III.4. Les conditions initiales imposaient une pompe infrarouge sur les modes  $LP_{01}$  et  $LP_{11H}$  simultanément. L'étude nous a permis de voir que l'onde à 746 nm était générée sur le mode  $LP_{11H}$  uniquement et présente une polarisation parallèle à l'axe lent de la fibre. Par ailleurs, malgré une limite spectrale de l'analyseur optique, nous avons tout de même pu analyser spatialement l'onde à 1854 nm. De même que pour le premier cas, l'onde Stokes est générée sur le mode fondamental et sa polarisation est parallèle à celle de la pompe. Le spectre visible, quant à lui, est toujours généré sur le premier mode d'ordre élevé (Figure III.7).



**Figure III.7 :** Profil des modes se propageant dans la fibre : (a) onde de pompe 1064 nm, (b) onde anti-Stokes 746 nm, (c) onde Stokes 1854 nm et (d) spectre visible

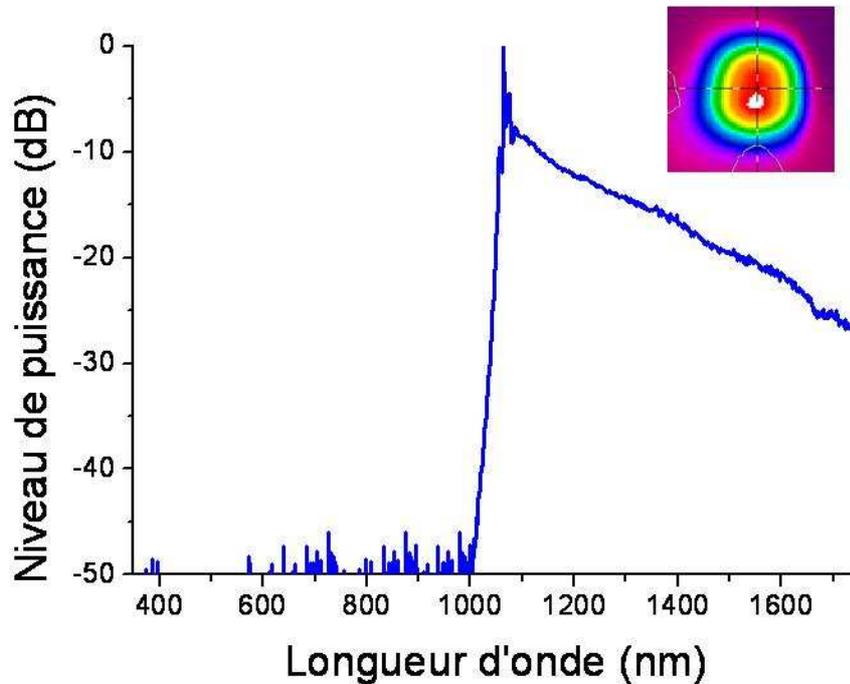
### III.2.4 Evolution du spectre en fonction de l'injection de la puissance de pompe

Lors de cette troisième étude, nous avons regardé l'impact d'une injection sélective de la puissance de pompe uniquement sur le mode fondamental. Le vecteur polarisation est orienté selon l'axe rapide de la fibre ( $x$ ).

- **Analyse spectrale – Analyse modale**

La figure III.8 représente le spectre obtenu pour une injection sélective sur le mode fondamental. On constate un élargissement uniquement du côté des hautes longueurs d'onde. Le spectre infrarouge est principalement dû à l'instauration d'un régime quasi-solitonique jusqu'à

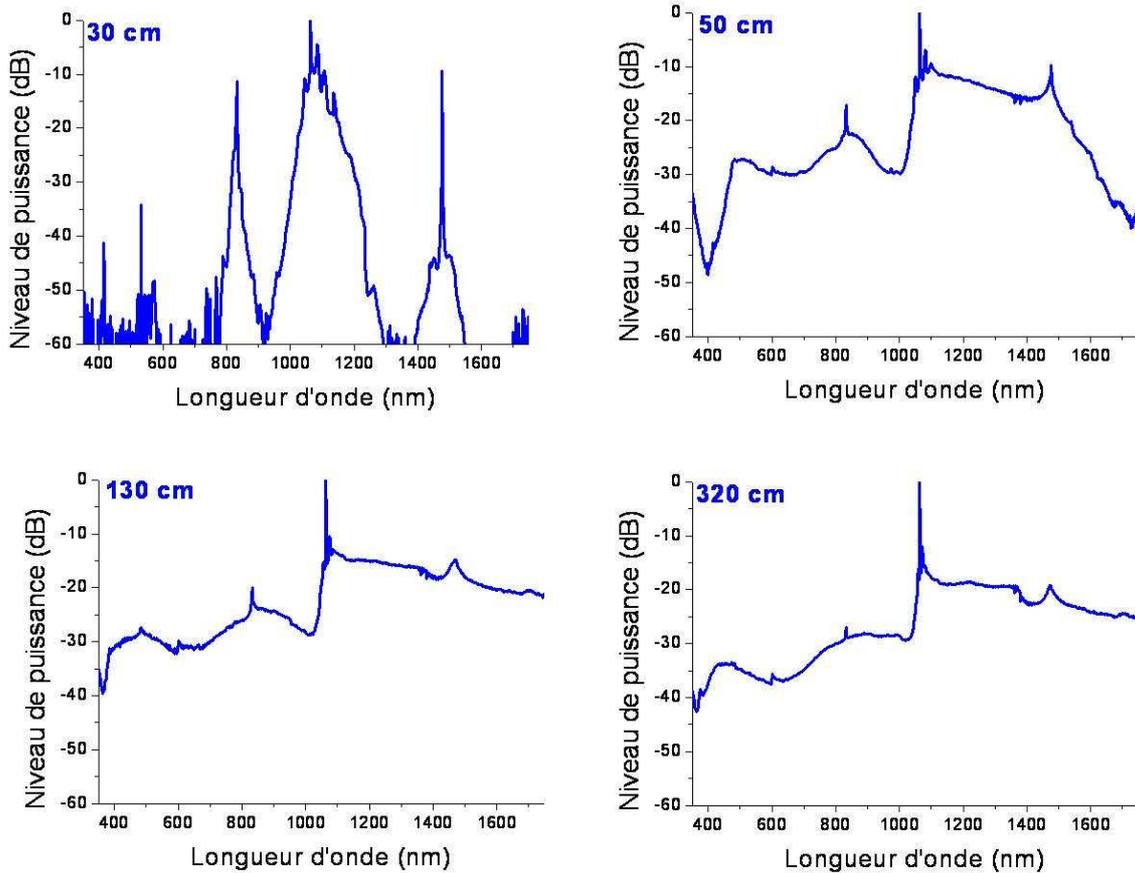
1750 nm (limite de l'analyseur). L'analyse modale du rayonnement infrarouge fait alors apparaître la présence d'un mode transverse unique de type  $LP_{01}$ . Aucun effet de mélange paramétrique large bande n'est observé. Par conséquent, on peut affirmer que la construction du supercontinuum visible n'est initié que par le mélange paramétrique large bande intermodal.



**Figure III.8** : Spectre de sortie obtenu pour une injection sélective sur le mode fondamental, encadré : profil du mode (champ lointain) se propageant dans l'infrarouge ( $L_{\text{fibre}} = 50$  cm,  $\lambda_{\text{pompe}} = 1064$  nm,  $P_{\text{pompe}} = 5$  kW)

### III.2.5 Evolution du spectre en fonction de la longueur de fibre

La longueur d'interaction entre la fibre optique et le champ électromagnétique du ou des mode(s) guidé(s) influence fortement les effets non-linéaires mis en jeu lors de la génération de supercontinuum. De ce fait, nous avons étudié l'impact de ce paramètre sur la génération de longueurs d'onde dans le visible et l'infrarouge. Le montage expérimental est identique à celui présenté à la figure III.1. Par ailleurs, le vecteur polarisation est orienté selon l'axe rapide de la fibre ( $x$ ). La puissance de pompe injectée dans la fibre est maximale, de l'ordre de 5 kW.



**Figure III.9** : Evolution du spectre en fonction de la longueur de la fibre ( $\lambda_{pompe} = 1064$  nm,  $P_{pompe} = 5$  kW)

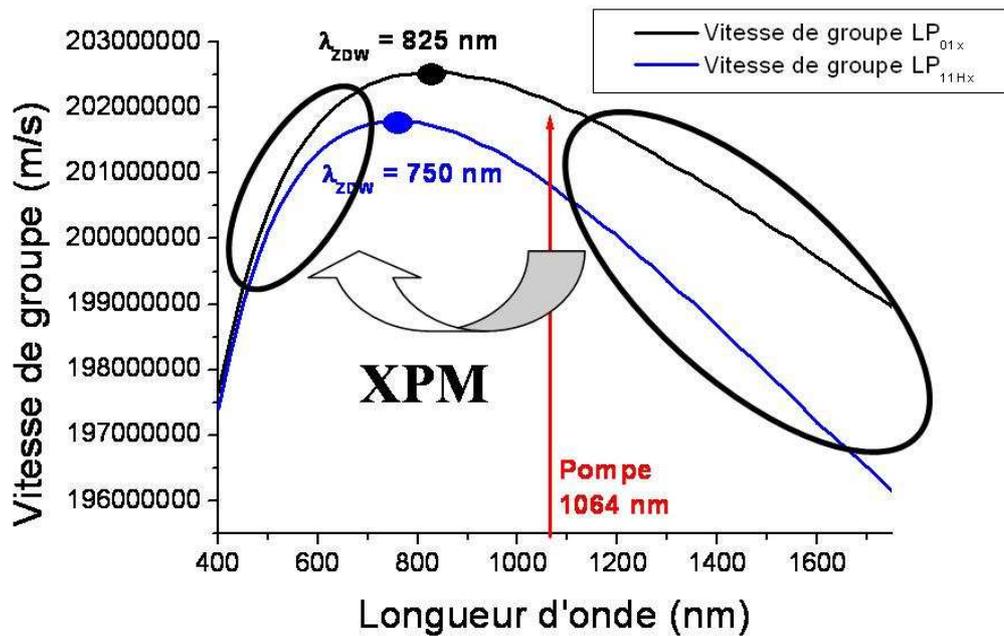
La figure III.9 présente l'évolution du spectre en fonction de la longueur de la fibre microstructurée. Celle-ci est très semblable au développement de l'élargissement spectral lors de la variation de la puissance infrarouge. En effet, pour une faible distance de propagation (30 cm), on observe uniquement les deux raies latérales Stokes et anti-Stokes relatives au mélange à quatre ondes. Pour la même longueur de fibre, la pompe infrarouge, quant à elle, commence à s'élargir de manière symétrique à cause des instabilités de modulation.

Puis, pour des longueurs plus importantes (50 cm), le continuum s'étend vers les hautes longueurs d'onde par autodécalage en fréquence des solitons. L'étendue du spectre vers les basses longueurs d'onde est alors initiée par la présence de l'onde anti-Stokes. L'élargissement de cette raie à 829 nm, se trouvant près de la longueur d'onde de dispersion nulle, est dû à l'automodulation de phase et à des mélanges paramétriques.

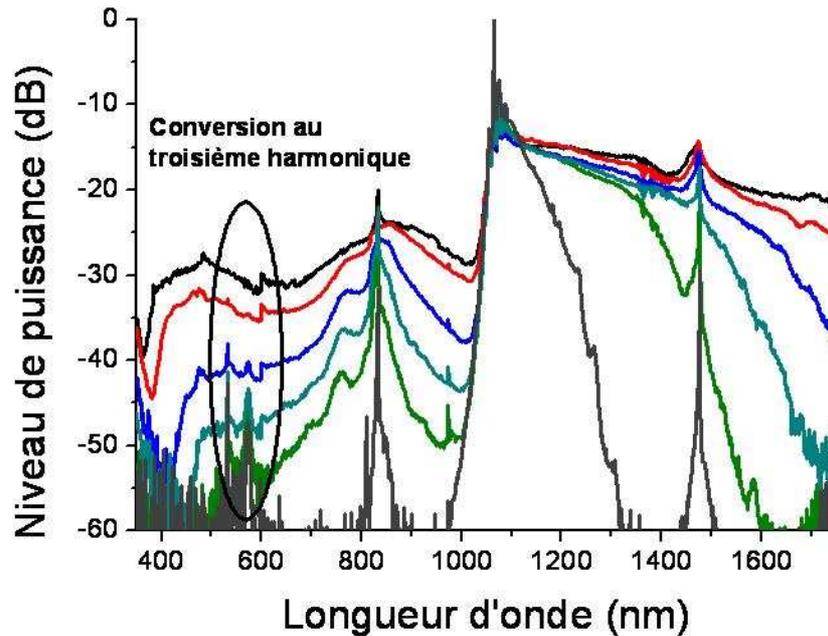
Par suite, lorsque la longueur d'interaction augmente (130 cm), le spectre visible atteint la longueur d'onde de 400 nm. Ce phénomène est dû à la modulation mutuelle de phase du spectre infrarouge sur la raie anti-Stokes élargie. On note alors un aplatissement notable du spectre dû à ce même phénomène.

Enfin, pour de très grandes longueurs ( $> 320$  cm), le spectre n'évolue plus en largeur et diminue en amplitude. Cela est dû aux pertes linéiques de la fibre qui sont importantes, comme nous l'avons mentionné au second chapitre.

L'influence du spectre infrarouge sur les radiations visibles peut être assez facilement interprétée en visualisant les courbes de vitesse de groupe des ondes (Figure III.10). En effet, on remarque que l'ensemble du spectre infrarouge se déplace plus lentement que l'énergie positionnée proche de l'onde anti-Stokes. Dans ces conditions, la modulation mutuelle de phase induit un décalage de l'énergie vers les radiations bleues. Au-delà de cet effet principal, on ne peut pas exclure l'apparition de mélanges paramétriques ponctuels sur des modes d'ordre élevé (effet de triplage de fréquence par effet Čerenkov spatial). Ces effets mineurs ne participent cependant pas de manière importante à l'augmentation de la puissance du spectre visible du fait de leur faible efficacité (Figure III.11).



**Figure III.10** : Evolution des vitesses de groupe des modes  $LP_{01x}$  et  $LP_{11Hx}$



**Figure III.11** : Exemple de conversion au troisième harmonique (encerclé noir) ne participant pas de manière efficace à l'augmentation du spectre visible

### III.2.6 Modélisation du phénomène de mélange à quatre ondes en régime nanoseconde

Suite à ces différentes études expérimentales et dans le but de confirmer que l'élargissement spectral dans la région du visible est initié par un processus de mélange à quatre ondes, nous avons utilisé un logiciel de simulation développé par Alessandro Tonello, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences et Techniques de Limoges. Ce programme permet de modéliser la propagation linéaire et non-linéaire d'une onde à l'intérieur d'une fibre optique microstructurée, en régime impulsif et continu. Il est basé sur la résolution de quatre équations couplées non-linéaires de Schrödinger, correspondant chacune à un mode de propagation (mode  $LP_{01}$  et ses deux polarisations, mode  $LP_{11}$  et ses deux polarisations). Le calcul est réalisé par la méthode de « Split-Step Fourier ».

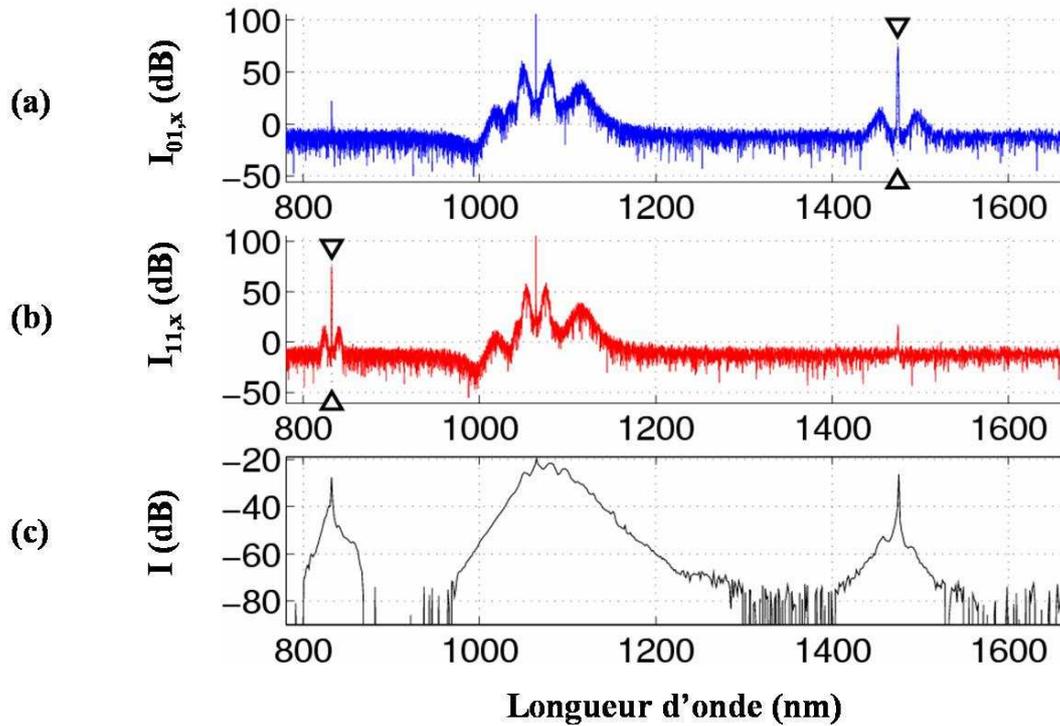
Les calculs sont réalisés grâce aux paramètres de vitesse de groupe et de dispersion chromatique des modes propagés dans la fibre sous test. Ces renseignements sont obtenus à partir de l'image MEB du profil transverse de la fibre. Nous traçons l'évolution de l'indice effectif sous le logiciel COMSOL Multiphysics décrit dans le chapitre précédent. Nous approchons les points par un polynôme d'ordre supérieur et réalisons des dérivées successives pour obtenir les coefficients de

vitesse de groupe  $V_g$  et de dispersion chromatique  $D_c$ . Les pertes de propagation sont négligées car nous travaillons sur une longueur de 50 cm de fibre. L'indice de réfraction non-linéaire du matériau est fixé à  $3,2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ . Nous prenons en compte les effets d'autoraïdissement, d'automodulation de phase, de modulation mutuelle de phase et de mélange à quatre ondes. La puissance injectée à 1064 nm est de 500 W crête sur chaque mode de propagation.

Enfin, concernant les caractéristiques de l'impulsion, le régime de pompe est considéré comme continu lors du calcul numérique. En effet, nous souhaitons modéliser la propagation d'une impulsion nanoseconde, en utilisant un pas de calcul de quelques picosecondes. De ce fait, nous pouvons assimiler l'injection à une onde continue.

### III.2.6.1 Injection de la pompe suivant l'axe $x$

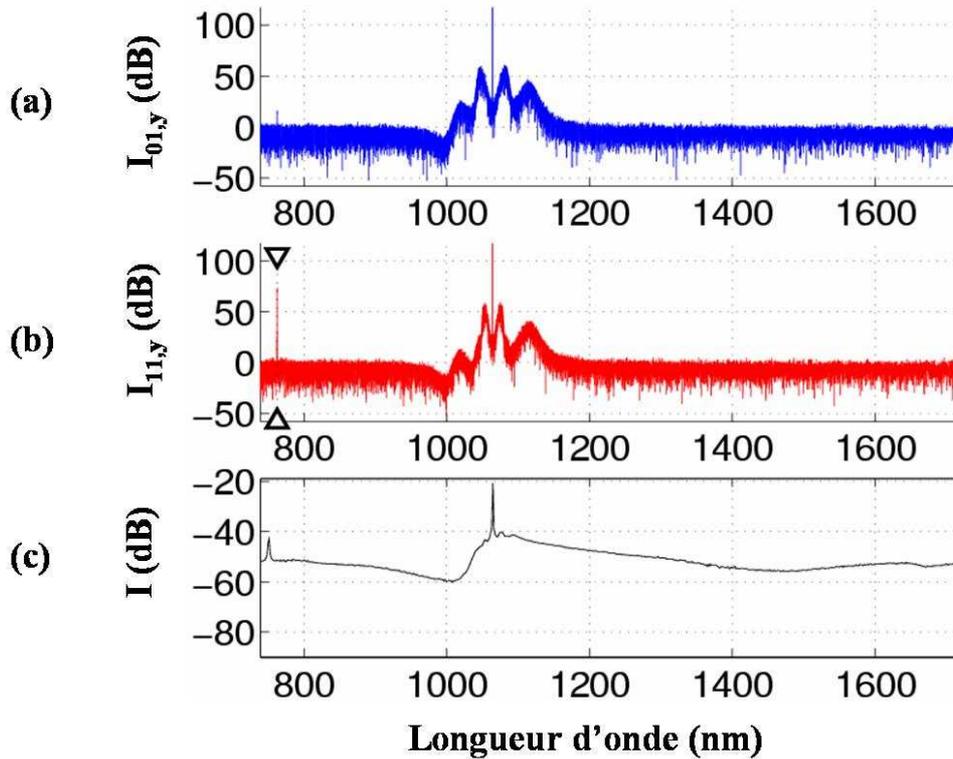
En fonction des résultats expérimentaux obtenus précédemment, nous avons simulé uniquement des effets de type modaux à l'origine de l'élargissement spectral. Aucune simulation globale de l'élargissement spectral entre 400 nm et 1750 nm n'a été réalisée. La puissance a donc été injectée suivant le même axe neutre de la fibre (ici l'axe rapide  $x$ ) et sur les deux modes de propagation  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$ . La figure III.12 représente les résultats numériques obtenus, ainsi que le spectre expérimental déjà décrit précédemment. Le tracé III.12-a correspond au mode fondamental  $LP_{01}$  et le tracé III.12-b représente le mode  $LP_{11}$ . On constate la génération d'une onde à 830 nm sur le mode  $LP_{11}$  et une autre onde à 1475 nm sur le mode fondamental  $LP_{01}$ . En comparant ces deux spectres avec le tracé expérimental, on remarque une très bonne concordance entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux.



**Figure III.12** : Spectres obtenus numériquement sur le mode (a)  $LP_{01}$  et (b)  $LP_{11}$  après propagation d'une onde à 1064 nm répartie équitablement entre les deux premiers modes de propagation ( $\lambda_{P1} = \lambda_{P2} = 1064$  nm,  $L_{\text{fibre}} = 50$  cm,  $P_1 = P_2 = 500$  W) et propagée selon l'axe rapide de la fibre ( $x$ ). Comparaison avec (c) le spectre expérimental

### III.2.6.2 Injection de la pompe suivant l'axe $y$

De même que précédemment, nous avons simulé un effet de type modal lorsque la puissance de pompe est injectée suivant l'axe lent de la fibre ( $y$ ) et sur les deux modes de propagation  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$ . La figure III.13 représente les résultats numériques obtenus, ainsi que le spectre expérimental. Le tracé III.13-a correspond au mode fondamental  $LP_{01}$  et le tracé III.13-b représente le mode  $LP_{11}$ . On constate la génération d'une onde autour de 760 nm sur le mode  $LP_{11}$ , et aucune onde sur le mode fondamental, sachant que le spectre est limité à 1700 nm. Ces résultats numériques sont en bon accord avec les expériences, sachant que l'onde Stokes se situe expérimentalement autour de 1854 nm.



**Figure III.13** : Spectres obtenus numériquement sur le mode (a) LP<sub>01</sub> et (b) LP<sub>11</sub> après propagation d'une onde à 1064 nm répartie équitablement entre les deux premiers modes de propagation ( $\lambda_{P1} = \lambda_{P2} = 1064$  nm,  $L_{\text{fibre}} = 50$  cm,  $P_1 = P_2 = 500$  W) et propagée selon l'axe lent de la fibre (y). Comparaison avec (c) le spectre expérimental

### III.2.7 Conclusion sur la mise en place d'un élargissement spectral via un processus de mélange à quatre ondes modal large bande

Nous avons démontré qu'un processus de mélange paramétrique modal unique pouvait permettre de délocaliser une partie de l'énergie de pompe vers la longueur d'onde de dispersion nulle et ainsi initier la génération d'un spectre large dans la région des longueurs d'onde visibles. Ce processus de mélange à quatre ondes a été obtenu après une injection sélective de la puissance sur les modes LP<sub>01</sub> et LP<sub>11H</sub> et par l'orientation du vecteur polarisation selon l'axe  $x$  ou  $y$ . Les écarts fréquentiels entre la longueur d'onde de pompe et les ondes anti-Stokes/Stokes sont respectivement de 78 THz et 113 THz pour les axes  $x$  et  $y$ . En raison des vitesses relatives des modes et du régime de dispersion de la pompe (anormal), le mode se propageant dans le spectre visible est de type LP<sub>11</sub>. De ce fait, l'ensemble des radiations visibles se propage sur le même mode. Il est à noter que la densité spectrale de puissance entre 400 nm et 900 nm dépend directement de l'efficacité de

transfert d'énergie dans le processus paramétrique. Dans ces conditions, on note une différence notable ( $\sim 10$  dB) entre le niveau du spectre infrarouge et le niveau du spectre visible.

Nous avons caractérisé l'apparition de ce processus paramétrique en fonction de la puissance incidente, de la polarisation et de la longueur du guide. Les processus non-linéaires permettant d'élargir le spectre visible sont les effets paramétriques obtenus grâce à l'énergie de l'onde anti-Stokes et la modulation mutuelle de phase du spectre infrarouge sur cette même radiation anti-Stokes.

Ce processus d'évolution spectrale se différencie de ceux déjà publiés dans la littérature et offre l'avantage de dissocier la génération du spectre infrarouge et la conversion dans le visible. L'autre particularité du spectre réside dans le mode spatial de type  $LP_{11}$  qui est polarisé linéairement sur l'ensemble du spectre visible et infrarouge. Enfin, ce processus non-linéaire relâche les contraintes sur la position de la longueur d'onde de dispersion nulle par rapport à la pompe. Dans notre cas, le pompage est réalisé en fort régime de dispersion anormal loin du point de dispersion nulle.

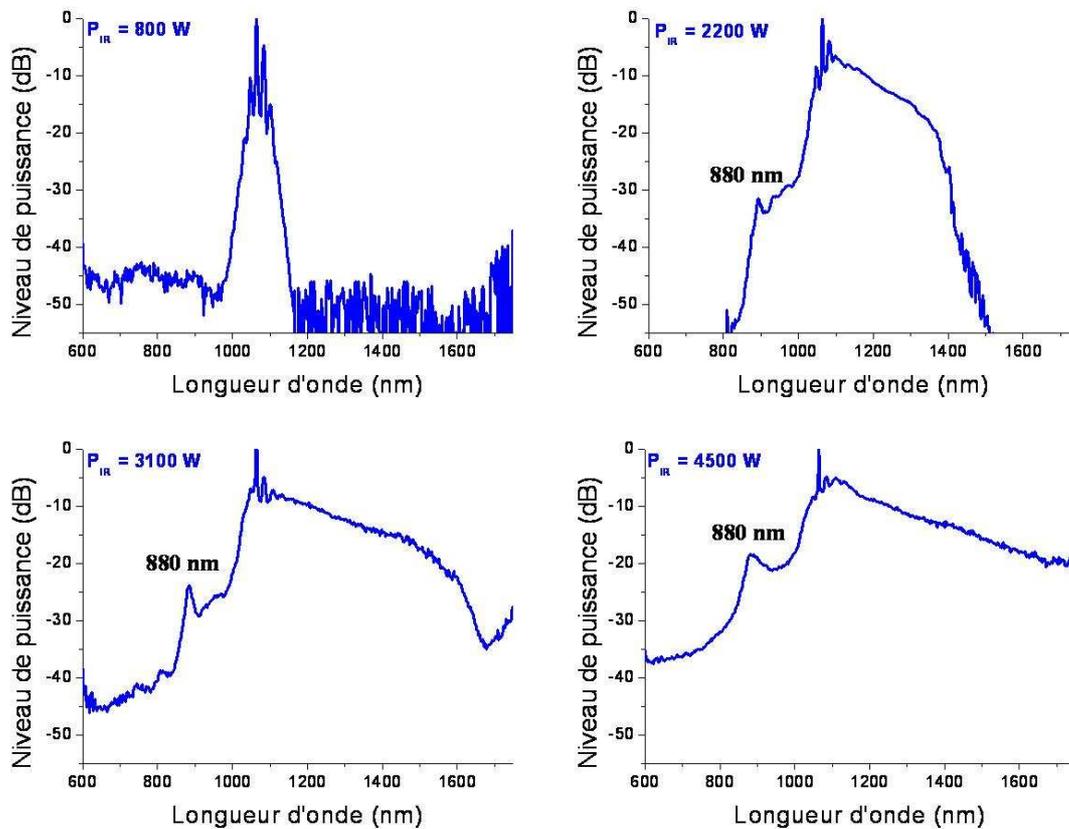
Il est à noter que d'autres processus de mélanges paramétriques peuvent exister en pompant à 1064 nm. Ces processus semblent peu efficaces et ne contribuent pas de manière significative à la génération de nouvelles fréquences visibles. De plus, ils entrent en compétition avec le mélange à quatre ondes modal ce qui diminue de manière importante leur gain.

### *III.3 Mélange paramétrique large bande vectoriel*

Nous avons mis en évidence l'impact d'un mélange à quatre ondes modal sur la génération d'un spectre large dans le domaine du visible. Cependant, cet élargissement est engendré sur le premier mode d'ordre élevé, présentant une annulation de champ horizontale, ce qui peut être néfaste pour certaines applications. A partir de ce constat, nous avons cherché une méthode permettant d'obtenir le même type d'élargissement mais uniquement sur le mode fondamental. Le principe que nous souhaitons utiliser est basé sur l'excitation unique du mode fondamental de la fibre mais en exploitant un mélange paramétrique large bande avec accord de phase par biréfringence.

Le montage expérimental est identique à celui de la figure III.1. La seconde lame demi-onde est positionnée de telle sorte à injecter la puissance de pompe à 45 degrés des axes neutres de la fibre. Le couplage sélectif permet une injection unique selon le mode fondamental. La figure III.14 représente les spectres obtenus expérimentalement lorsque la puissance crête couplée dans la fibre

augmente.

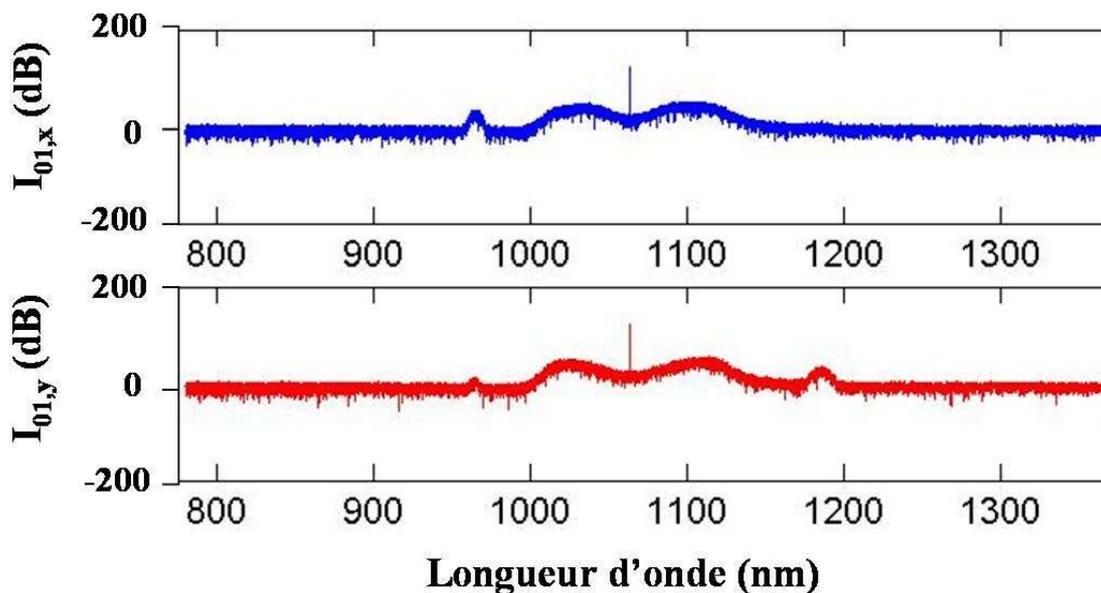


**Figure III.14** : Spectres obtenus pour une injection unique sur le mode fondamental et une orientation du vecteur polarisation à  $45^\circ$  des axes neutres de la fibre ( $\lambda_{pompe} = 1064 \text{ nm}$ ,  $L_{fibre} = 3 \text{ m}$ )

Les premiers élargissements de la radiation de pompe à 1064 nm sont dus à l'automodulation de phase et à des instabilités de modulation induisant des pics périodiques autour de la pompe. Dans un second temps, une propagation solitonique se met en place avec un impact important de l'autodécalage des solitons. Durant la phase d'extension vers le domaine infrarouge, un mélange paramétrique avec accord de phase par biréfringence apparaît. La radiation Stokes (1345 nm) est rapidement masquée par la progression du spectre infrarouge. Sous l'effet de la modulation mutuelle de phase sur la raie anti-Stokes (880 nm), un signal large bande est obtenu dans le visible. L'ensemble du spectre est généré sur le même mode que celui de la pompe, c'est-à-dire le mode fondamental. Les vecteurs polarisation des ondes Stokes et anti-Stokes sont cependant différents. En effet, l'onde anti-Stokes est générée selon l'axe rapide de la fibre ( $x$ ) tandis que l'onde Stokes selon l'axe lent ( $y$ ).

Une étude numérique permet à nouveau de confirmer les résultats expérimentaux

(Figure III.15). A l'aide du logiciel décrit auparavant permettant de modéliser la propagation linéaire et non-linéaire d'une radiation dans une fibre optique, nous avons modélisé le phénomène précédent. La pompe à 1064 nm se propage sur le mode fondamental et son vecteur polarisation est orienté à 45 degrés des axes neutres de la fibre. Nous constatons la présence des radiations anti-Stokes et Stokes générées toutes deux sur le mode fondamental. Leurs polarisations sont respectivement selon l'axe rapide de la fibre ( $x$ ) et selon l'axe lent ( $y$ ). Cependant, leur positionnement est différent de ce qui a été obtenu expérimentalement. En effet, la raie anti-Stokes se situe à 960 nm tandis que la raie Stokes est à 1193 nm. Cette différence non négligeable peut être assimilée à l'inhomogénéité de la fibre. Le tronçon testé est différent de celui analysé numériquement, de ce fait, de nombreuses erreurs peuvent s'être accumulées et donner lieu à des différences notables en terme d'écart spectral.



**Figure III.15** : Résultats numériques montrant la présence d'un mélange à quatre ondes vectoriel ( $\lambda_{pompe} = 1064$  nm,  $L_{fibre} = 50$  cm,  $P_1 = P_2 = 500$  W)

Nous avons pu démontrer la possibilité de générer un spectre visible sur le mode fondamental *via* un processus de mélange à quatre ondes vectoriel. Cependant, les efficacités de conversion obtenues sont beaucoup moins importantes que lorsque le spectre visible est engendré sur le mode  $LP_{11}$  par un processus de mélange à quatre ondes intermodal. La densité spectrale de puissance du spectre visible est alors très faible et estimée à moins de  $1 \mu\text{W}/\text{nm}$ .

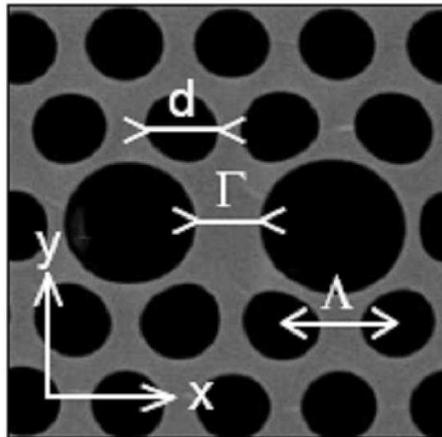
### *III.4 Evolution du mélange paramétrique modal en fonction des paramètres opto-géométriques du guide d'onde non-linéaire*

Après avoir étudié l'impact des différents paramètres (polarisation, puissance de pompe, longueur de fibre, population modale) sur l'élargissement spectral, nous nous sommes intéressés à l'influence que pouvaient avoir les paramètres opto-géométriques de la fibre ( $A$ : écart entre les trous de la gaine,  $d$ : diamètre des trous de la gaine et  $\Gamma$ : largeur du cœur suivant l'axe  $x$  – Figure III.16) sur le mélange paramétrique modal et plus précisément sur l'écart fréquentiel entre les raies Stokes et anti-Stokes. Le but de cette étude est double.

Dans un premier temps, nous souhaitons concevoir une fibre dont la longueur d'onde de la raie Stokes soit positionnée exactement à 1550 nm en pompant à 1064 nm. Le but est d'utiliser le mélange paramétrique modal afin d'étudier la génération de photons intriqués pour des applications de communications quantiques. Une collaboration avec l'Ecole Polytechnique de Montréal a été engagée sur ce sujet.

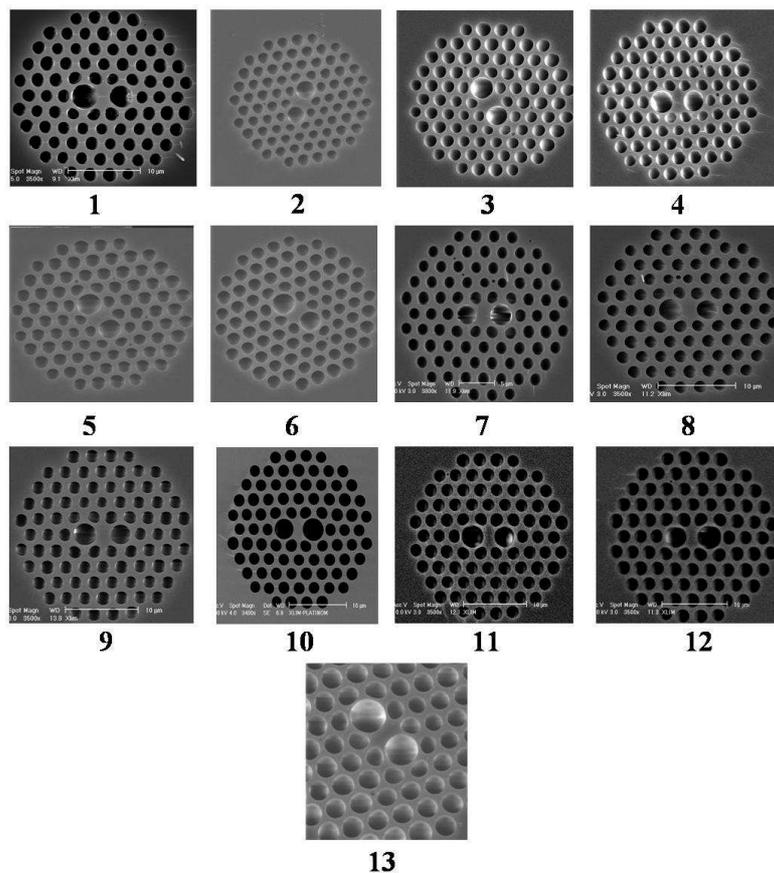
Dans un deuxième temps, nous souhaitons démontrer que le dessin d'une fibre particulière est possible à partir des seules données d'un processus non-linéaire original. Il est alors impératif de relier l'écart fréquentiel du mélange à quatre ondes modal aux paramètres de la fibre optique. Cette approche est inverse à celle couramment utilisée qui consiste à réaliser la fibre et à déduire les courbes de dispersion chromatique et les mélanges paramétriques potentiellement observables. Bien évidemment, dans le but de restreindre le champ d'investigation, l'étude est réalisée à partir du profil de fibre déjà étudié en détail au second chapitre.

Pour faire cette étude, nous avons demandé à la société PERFOS basée à Lannion et spécialisée dans la fabrication de fibres optiques microstructurées de réaliser la même fibre que précédemment avec de très faibles variations des caractéristiques du fibrage (vitesse de tirage et température). Le travail de caractérisation a été réalisé en collaboration avec deux autres personnes du laboratoire XLIM qui sont Anthony Martin et Alexis Labruyère.



**Figure III.16** : Image au microscope électronique à balayage de la fibre biréfringente dont les paramètres opto-géométriques varient. Le pas est représenté par  $\Lambda$ , le diamètre des trous est  $d$ , la largeur du coeur est  $\Gamma$

Treize fibres de profils similaires ont été réalisées (Figure III.17). Les paramètres de chacun de ces guides sont présentés dans le tableau III.1. Lors des expériences, le montage utilisé est identique à celui de la figure III.1.



**Figure III.17** : Profils des différentes fibres étudiées

Fibres	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Pas du réseau $\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	2,56	3,42	3,41	3,48	3,60	3,66	2,47	2,44	2,51	2,60	2,57	2,65	4,12
Largeur du cœur $\Gamma$ ( $\mu\text{m}$ )	1,52	2,33	2,34	2,32	2,40	2,34	1,90	1,87	1,87	1,59	1,71	1,63	2,39
Fraction d'air $d/\Lambda$	0,64	0,65	0,66	0,66	0,67	0,67	0,68	0,68	0,69	0,70	0,70	0,74	0,76
Décalage fréquentiel (THz)	72,8	91,4	92,0	90,7	90,7	85,6	106,2	104,8	102,0	80,0	89,4	88,1	79,4

**Tableau III.1** : Paramètres des fibres biréfringentes étudiées – Décalage fréquentiel entre les raies Stokes et anti-Stokes obtenu pour chacun des guides

A partir des expériences d'élargissement spectral, plusieurs fibres ont été sélectionnées. La figure III.18 représente plusieurs spectres expérimentaux obtenus pour les fibres 13, 12, 3 et 9 (Figure III.18(a), III.18(c), III.18(d) et III.18(e) respectivement) et pour la fibre 6 (Figure III.18(b) et III.18(f)). Les spectres représentés sur les figures III.18(b) et III.18(f) sont générés lorsque le vecteur polarisation de l'onde de pompe est orienté respectivement selon l'axe rapide ( $x$ ) et l'axe lent ( $y$ ) de la fibre. Les autres spectres sont obtenus pour une polarisation d'entrée parallèle à l'axe rapide ( $x$ ). On constate que la raie anti-Stokes s'établit entre 650 nm et 850 nm, tandis que la raie Stokes est générée dans la bande 1400 nm-1750 nm qui inclut les bandes de télécommunications C et L. Pour chaque fibre, nous avons tracé les courbes de dispersion de chaque mode et calculé l'écart fréquentiel  $\Omega$  entre les ondes de pompe et les ondes Stokes et anti-Stokes. Ces données ont alors été confrontées aux expériences.

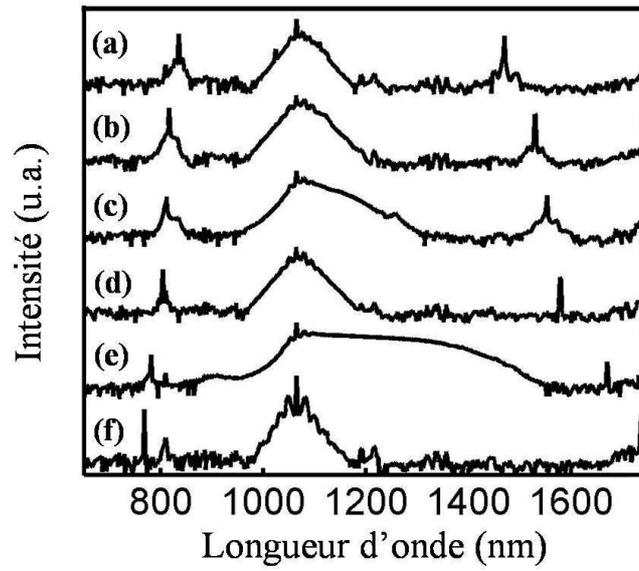


Figure III.18 : Spectres expérimentaux obtenus pour les fibres (a) 13 (b) 6 (c) 12 (d) 3 (e) 9 et (f) 6

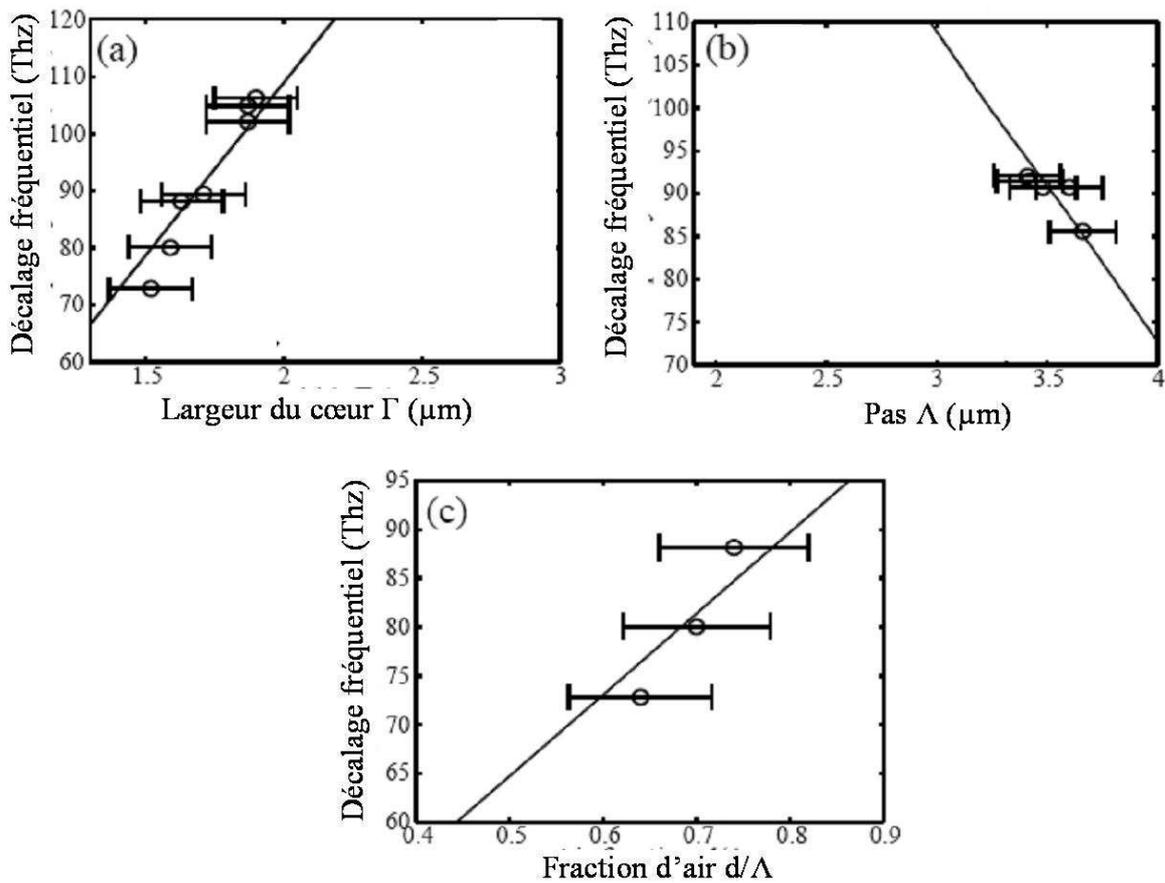


Figure III.19 : Evolution du décalage fréquentiel du FWM en fonction (a) de la largeur du coeur, (b) du pas et (c) de la fraction d'air

La figure III.19 présente l'évolution du décalage fréquentiel  $\Omega$  en fonction des paramètres  $\Gamma$ ,  $\Lambda$  et  $d/\Lambda$ , pour différentes fibres microstructurées. Dans cette configuration, le vecteur polarisation de la pompe est orienté selon l'axe rapide ( $x$ ). Sur les trois figures III.19(a), III.19(b) et III.19(c) les cercles représentent les valeurs de décalage fréquentiel mesurées, tandis que les traits continus sont des valeurs calculées à partir de la relation d'accord de phase utilisant les courbes de dispersion obtenues par le calcul :

$$k_{P,01} + k_{P,11} - k_{S,01}(\Omega) - k_{A,11}(\Omega) = 0 \quad [\text{III.1}]$$

La fréquence de décalage est obtenue à partir du développement en série de Taylor du vecteur  $k$  autour de la fréquence porteuse. En négligeant l'influence de la phase non-linéaire, on obtient :

$$\sum_{n=1}^k \frac{1}{n!} \Omega^{n-1} \left( \frac{\partial^n k_{11}}{\partial \Omega^n} - (-1)^{n-1} \frac{\partial^n k_{01}}{\partial \Omega^n} \right) = 0 \quad [\text{III.2}]$$

Pour  $h=2$ , on a :

$$\Omega = 2 \frac{k'_{01} - k'_{11}}{k''_{01} + k''_{11}} \quad [\text{III.3}]$$

avec  $k'_{01}$  et  $k'_{11}$  les temps de groupe par unité de longueur et  $k''_{01}$  et  $k''_{11}$  les dispersions de vitesse de groupe. Dans notre cas, en raison du fort décalage fréquentiel l'utilisation d'un développement en série de Taylor à l'ordre 6 a été nécessaire afin d'assurer la finesse de l'échantillonnage et la précision des résultats.

La figure III.19(a) présente le décalage fréquentiel obtenu pour les fibres 1, 7, 8, 9, 10, 11 et 12 lorsque la largeur du cœur  $\Gamma$  varie et que l'espacement  $\Lambda$  entre les trous et le diamètre  $d$  sont fixés et sont respectivement égaux à  $2,5 \mu\text{m}$  et  $0,67\Lambda$ . On peut constater que le décalage fréquentiel varie linéairement et augmente de 70 à 120 THz lorsque le diamètre du cœur croît de  $1,4$  à  $2,1 \mu\text{m}$ .

La figure III.19(b) illustre l'évolution de  $\Omega$  lorsque le pas  $\Lambda$  de la structure varie. Les mesures ont été effectuées pour les fibres 2, 3, 4, 5 et 6 lorsque le diamètre du cœur  $\Gamma$  est fixé à  $2,3 \mu\text{m}$  et  $d$  à  $0,66\Lambda$ . Il apparaît qu'un accroissement du pas de 43 % entraîne une diminution de 40 THz du décalage fréquentiel. Ce paramètre est apparemment moins sensible que le diamètre du cœur sur le décalage fréquentiel du mélange paramétrique modal.

Enfin, la figure III.19(c) présente l'évolution du décalage fréquentiel lorsque la fraction d'air varie. Les mesures et calculs ont été effectués pour les fibres 1, 10 et 12 en fixant le diamètre  $\Gamma$  à  $1,58 \mu\text{m}$  et  $\Lambda$  à  $2,6 \mu\text{m}$ . On constate une évolution croissante et linéaire du décalage en fréquence

sur une largeur de 40 nm pour une variation de la fraction d'air  $d/\Lambda$  comprise entre 0,5 et 0,8.

Dans un premier temps, nous pouvons affirmer qu'il est possible de contrôler et de prévoir la mise en place d'un mélange paramétrique modal (pompage à 1064 nm) en fixant uniquement la largeur du cœur de la fibre ou en modifiant la taille ou l'espacement des trous de la gaine. Cette prédétermination d'un processus paramétrique donné par seulement l'analyse des paramètres opto-géométriques de base du guide d'onde est atypique. En effet, la démarche habituellement utilisée est inverse à celle-ci et consiste à réaliser la fibre et à calculer les solutions possibles pour la mise en place des mélanges paramétriques. La démonstration de cette nouvelle approche inverse est rendue possible grâce au profil particulier de la fibre. La forte dissymétrie du cœur est un avantage important et permet de réaliser facilement un couplage sélectif de la puissance de pompe sur les deux premiers modes transverses de la structure. La gamme de fréquence sur laquelle il est possible de contrôler la position des ondes Stokes et anti-Stokes est comprise entre 50 et 110 THz.

Nous pouvons également noter une assez bonne concordance entre les simulations numériques et les mesures expérimentales. Les erreurs du calcul numérique sont principalement dues à la détermination des courbes de dispersion de chaque mode à partir des profils réels des fibres utilisées. Les erreurs sur les points expérimentaux sont plus faibles et sont principalement dues à l'incertitude de la mesure sur la position des raies Stokes et anti-Stokes.

Au-delà de cette nouvelle approche inverse, le point fondamental reste la réalisation de la fibre précédemment calculée. En effet, la maîtrise de l'étape de fibrage est le point clé qui permettra ou non d'assurer une réalisation parfaite et d'obtenir des conversions de fréquence prédéterminées.

## ***III.5 Evolution du régime d'impulsions***

### ***III.5.1 Analyse du processus en régime picoseconde***

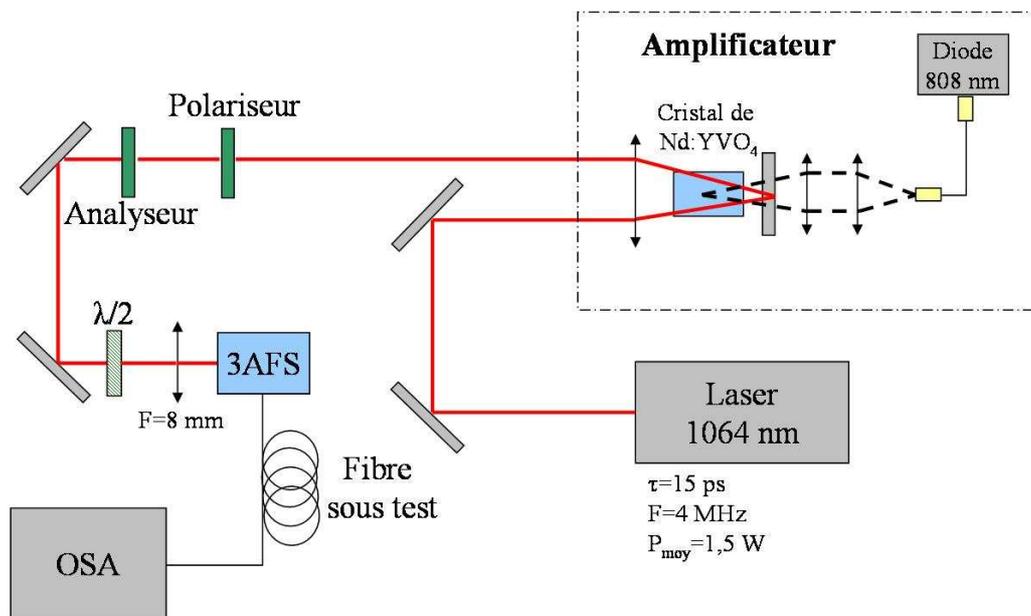
La microscopie par fluorescence résolue dans le temps (FLIM-« Fluorescence Lifetime Imaging Microscopy ») est une méthode d'imagerie utilisant la mesure statistique des déclinés de fluorescence. Cette méthode d'imagerie requiert l'utilisation d'impulsions dont la durée est significativement plus courte que le temps de fluorescence. Le taux de répétition de la source doit également être faible afin d'éviter le recouvrement entre une seconde impulsion de pompe et le signal à analyser. Des fréquences de récurrence proches du mégahertz seraient idéales. Au-delà de

ces considérations temporelles, la source utilisée doit posséder un profil spectral large afin de permettre l'analyse de nombreux fluorophores. L'utilisation d'une source polarisée serait très avantageuse pour réaliser en parallèle une étude de type polarimétrique.

Si la mise en place des effets de conversion non-linéaire ne dépend pas directement de la longueur temporelle du signal de pompe, ceux-ci sont néanmoins plus ou moins efficaces en fonction du recouvrement entre les ondes en interaction. Dans ces conditions, pour une puissance et une longueur de fibre données, le profil du spectre peut significativement être modifié en fonction de la durée du signal excitateur. De plus, le profil temporel des différents groupes de longueurs d'onde obtenu après conversion de fréquence dans le guide est un paramètre essentiel pour un grand nombre d'applications et notamment pour l'application de fluorescence résolue dans le temps.

En collaboration avec le laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique à Paris, nous avons utilisé un laser picoseconde particulier et un échantillon de fibre fortement biréfringente afin de générer un élargissement spectral dans le visible pour exciter des fluorophores dans des expérimentations de fluorescence résolue en temps. Nous allons ainsi regarder si le processus de génération de fréquences dans le domaine visible s'opère de la même manière qu'en régime nanoseconde.

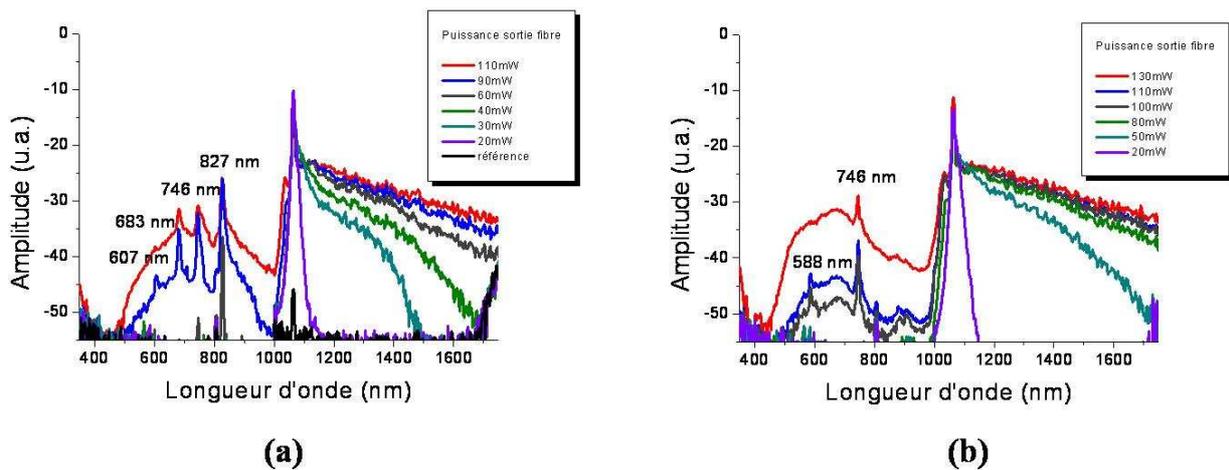
- **Montage expérimental**



**Figure III.20** : Montage expérimental pour la génération de supercontinuum en régime picoseconde

La figure III.20 représente le montage expérimental permettant de générer un supercontinuum en régime picoseconde. Le laser utilisé délivre des impulsions de 15 ps de largeur avec un taux de répétition de 4 MHz. La puissance moyenne est de 1,5 W et l'énergie des impulsions est de 0,38  $\mu$ J. Un amplificateur, composé d'un cristal de Nd:YVO<sub>4</sub> de 10 mm de long, dopé à 0,1 % et pompé par une diode fibrée délivrant 30 W de puissance moyenne, augmente de manière importante l'énergie par impulsion. En sortie de cet amplificateur, la puissance infrarouge est de 4,5 W ce qui correspond à des puissances crêtes de l'ordre de 75 kW. Le coefficient  $M^2$  caractérisant la qualité spatiale du mode laser est de 1,3. Une lame demi-onde est placée devant la fibre microstructurée afin de contrôler l'état de polarisation en entrée du guide. Lors de cette étude, un tronçon de 1,4 m de fibre est utilisé. La fibre est identique à celle décrite dans le second chapitre et celle utilisée avec un pompage subnanoseconde.

- **Résultats**



**Figure III.21** : Evolution du supercontinuum en régime picoseconde pour une injection (a) à 10° de l'axe rapide de la fibre et (b) selon l'axe lent de la fibre ( $\lambda_{pompe} = 1064$  nm,  $L_{fibre} = 1,4$  m)

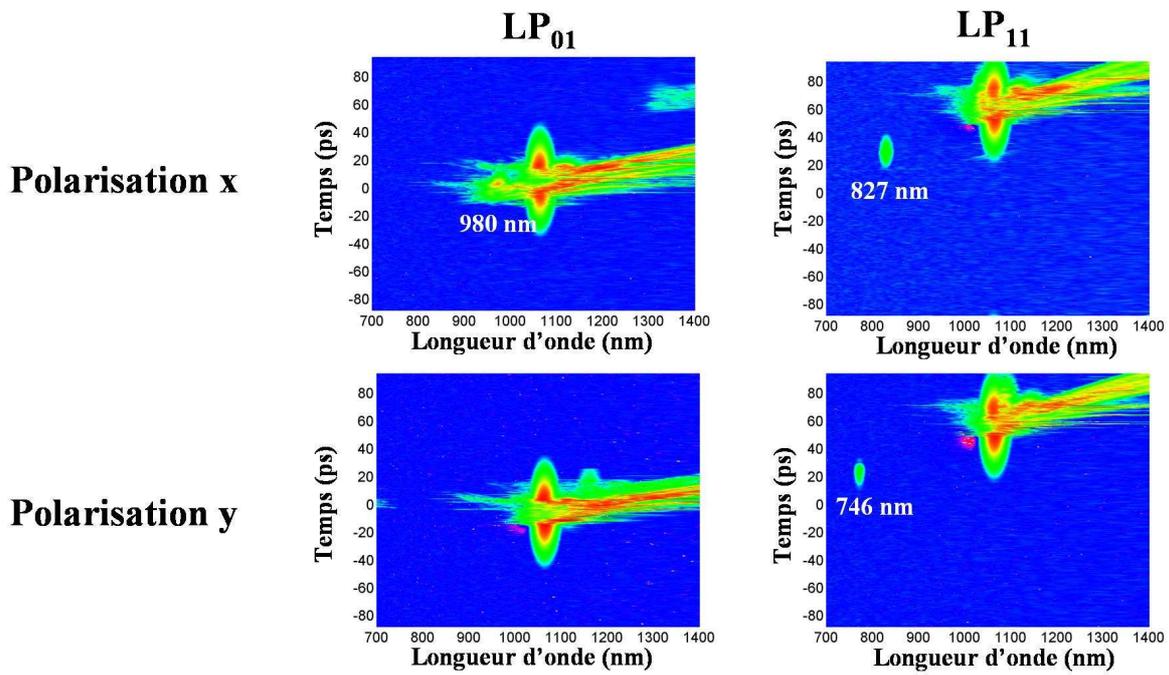
Les figures III.21(a) et III.21(b) représentent l'évolution du supercontinuum obtenue en régime picoseconde en fonction de la puissance infrarouge couplée dans la fibre. Les spectres de la figure III.21(a) sont définis pour un état de polarisation orienté à 10° de l'axe rapide de la fibre. En revanche, ceux de la figure III.21(b) sont définis pour un état de polarisation parallèle à l'axe lent de la fibre. L'efficacité de couplage est de l'ordre de 9 %.

Pour la partie infrarouge du continuum il n'y a pas de différence notable entre les résultats obtenus en régime sub-nanoseconde et ceux en régime picoseconde sur les deux axes de

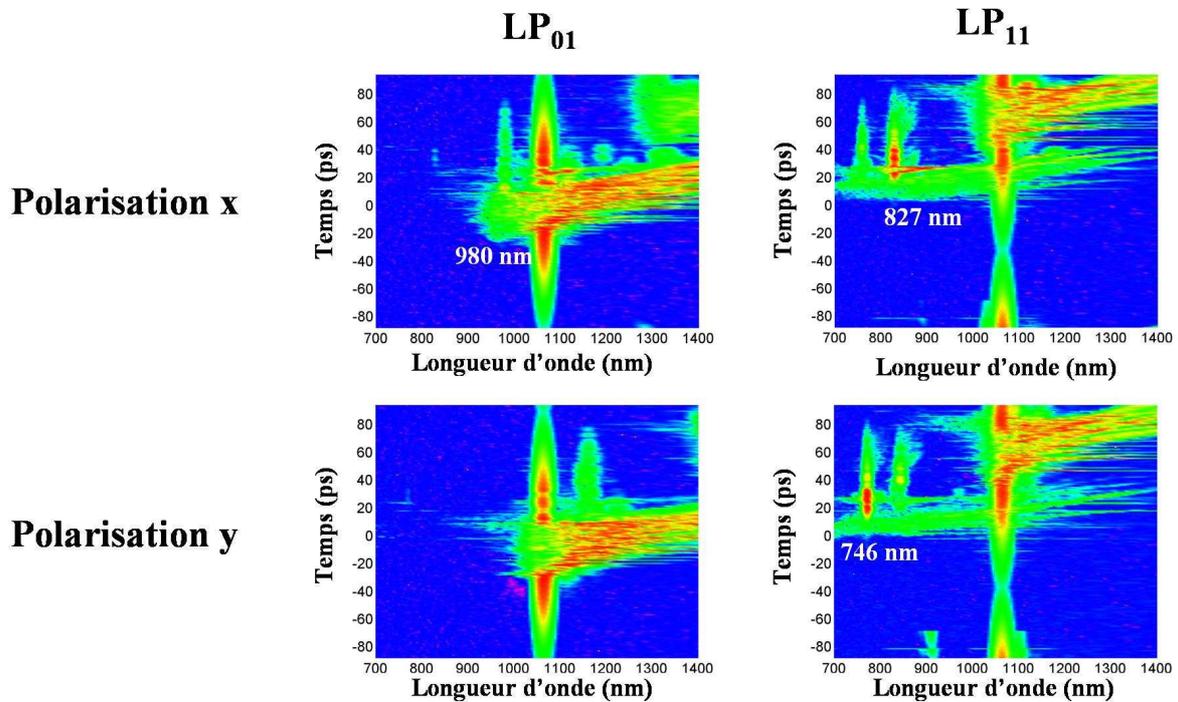
polarisation. Dans tous les cas, le spectre s'élargit de  $1\ \mu\text{m}$  à  $1,75\ \mu\text{m}$  par autodécalage en fréquence des solitons sous l'effet du gain Raman.

Pour la conversion dans le domaine du visible avec une polarisation d'entrée orientée à  $10^\circ$  de l'axe rapide, le spectre a un profil très modulé par la présence de plusieurs mélanges à quatre ondes. Les deux premières raies apparaissent à  $827\ \text{nm}$  et  $746\ \text{nm}$  pour une puissance couplée dans la fibre de  $60\ \text{mW}$ . Le premier pic à  $827\ \text{nm}$  correspond à la radiation anti-Stokes satisfaisant la condition d'accord de phase du mélange à quatre ondes modal sur l'axe rapide. La raie Stokes, que nous ne distinguons pas sur le spectre, se situe à  $1491\ \text{nm}$ . La raie à  $746\ \text{nm}$  est la contribution du même type de mélange modal mais sur l'autre axe de biréfringence de la fibre. La troisième raie significative est localisée à  $683\ \text{nm}$  sur le mode  $\text{LP}_{11}$ . Elle semble être due à un mélange paramétrique scalaire sur le premier mode d'ordre élevé. Les longueurs d'onde de pompe seraient alors les radiations à  $1064\ \text{nm}$  et  $827\ \text{nm}$ . Ce phénomène de conversion était invisible en régime sub-nanoseconde.

Il est également important de noter que le profil du spectre visible est beaucoup plus chahuté qu'en régime sub-nanoseconde. Même si le processus de conversion non-linéaire semble être le même que précédemment et partir de mélanges paramétriques modaux, l'étalement spectral vers les longueurs d'onde bleues est plus limité. Ce phénomène semble être dû à l'impact de la différence de vitesse de groupe entre le spectre infrarouge et les ondes visibles. Dans le cas présent, l'impulsion de pompe à  $1064\ \text{nm}$  est de  $15\ \text{ps}$ . Cela se traduit, sur les mélanges paramétriques, par une séparation temporelle rapide entre les ondes de pompe se propageant sur les modes  $\text{LP}_{01}$  et  $\text{LP}_{11}$ . Le transfert énergétique vers les radiations Stokes et anti-Stokes est alors rapidement stoppé et limite la compétition entre les processus non-linéaires ce qui favorise l'émergence d'autres mélanges à quatre ondes. De plus, l'impact de la modulation mutuelle de phase est plus faible et ne contribue plus à disperser l'énergie convertie dans le visible. Le spectre obtenu est alors plus chahuté et moins élargi vers le bleu. Afin de confirmer cette hypothèse, nous avons réalisé des simulations numériques en utilisant des impulsions de  $15\ \text{ps}$  et de  $40\ \text{ps}$ . Pour des questions de durée de calcul, nous avons limité la longueur des impulsions et la fenêtre spectrale d'analyse. Les spectres obtenus sont montrés respectivement sur les figures III.22 et III.23.



**Figure III.22** : Simulations numériques réalisées avec les paramètres de la fibre biréfringente ( $L_{\text{fibre}} = 1,8 \text{ m}$ ,  $P_1 = P_2 = 500 \text{ W}$ , durée d'impulsion = 15 ps)



**Figure III.23** : Simulations numériques réalisées avec les paramètres de la fibre biréfringente ( $L_{\text{fibre}} = 1,8 \text{ m}$ ,  $P_1 = P_2 = 500 \text{ W}$ , durée d'impulsion 40 ps)

A partir des spectrogrammes des figures III.22 et III.23 on distingue clairement l'évolution du spectre infrarouge grâce au régime de propagation solitonique. Du côté des longueurs d'onde inférieures à la radiation de pompe, l'énergie est amenée uniquement par les ondes anti-Stokes des processus paramétriques : 980 nm mélange paramétrique avec accord de phase par biréfringence sur le mode  $LP_{01}$ ; 827 nm issu d'un mélange paramétrique modal sur les modes  $LP_{11x}$  et  $LP_{01x}$ ; 746 nm issu d'un mélange paramétrique modal sur les modes  $LP_{11y}$  et  $LP_{01y}$ . La différence entre les spectrogrammes des figures III.22 et III.23 réside donc dans la durée de l'impulsion de pompe. Il en résulte une modification du taux de recouvrement temporel entre les radiations infrarouges et visibles. Une dispersion plus grande de l'énergie des ondes visibles sous l'effet de la modulation mutuelle de phase, induit par l'infrarouge, est alors obtenue pour des impulsions longues. Un spectre plus plat et s'étendant plus loin vers le bleu est observable.

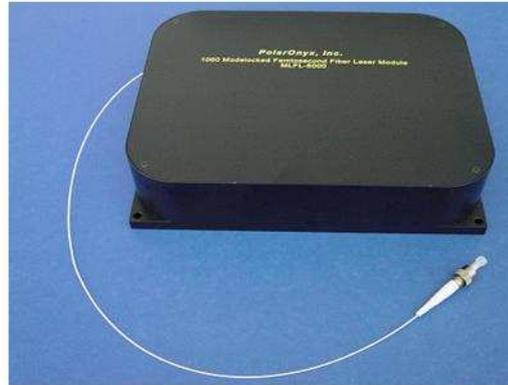
Ces simulations montrent donc clairement l'impact de la durée des impulsions sur la génération de continuum obtenu dans une même fibre. Cette différence est déjà largement visible pour des impulsions de 15 ps et 40 ps. On peut donc penser que cet effet d'étalement spectral est d'autant plus fort que la longueur d'impulsion est grande. Ceci permet d'expliquer le profil chahuté du spectre obtenu en régime picoseconde comparé aux résultats précédents avec un régime sub-nanoseconde.

### *III.5.2 Analyse du processus en régime femtoseconde*

Nous avons vu que le raccourcissement des impulsions de la source de pompe ne changeait pas les principaux effets non-linéaires à la base de la construction du spectre mais limitait leur impact à cause de l'influence plus grande de la différence de vitesse de groupe entre les ondes. Un spectre plus modulé et moins étendu vers les longueurs d'onde bleues est obtenu avec des impulsions picosecondes. Il est assez intuitif de faire une projection dans le domaine femtoseconde et de prédire le profil du spectre. En effet, les effets solitoniques sont susceptibles d'être obtenus de manière similaire aux autres domaines temporels avec un autodécalage en fréquence des solitons permettant la génération d'un spectre infrarouge entre 1  $\mu\text{m}$  et 1,75  $\mu\text{m}$ . De manière inverse, les mélanges paramétriques et la modulation mutuelle de phase seront beaucoup plus affectés. Un spectre discret et peu énergétique devrait donc être obtenu dans le domaine visible.

Afin de vérifier ces hypothèses, nous avons utilisé ponctuellement un laser infrarouge de type Polaronyx, émettant des impulsions de 150 fs (Figure III.24). La sortie de cet oscillateur est soudée

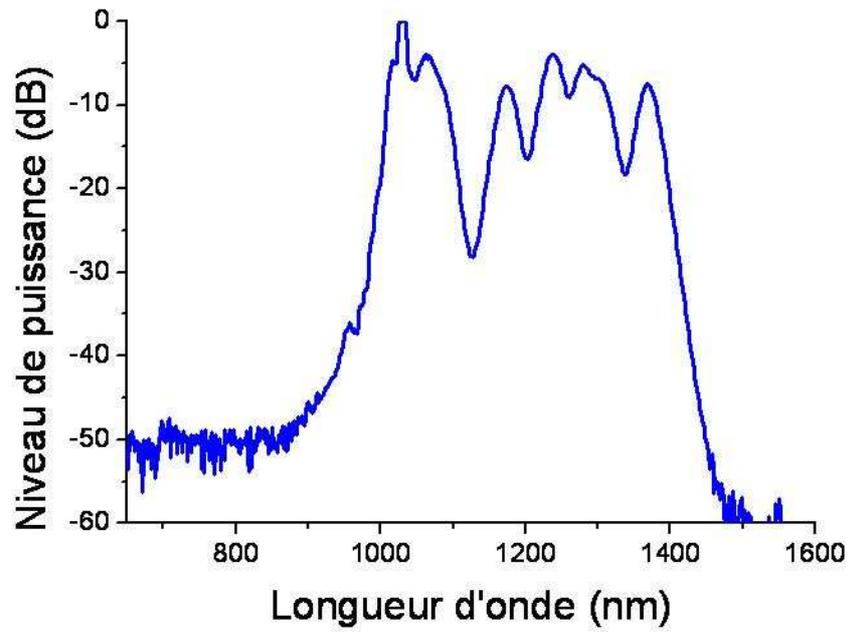
à une fibre microstructurée large cœur afin de ne pas induire d'effets non-linéaires. La puissance moyenne en sortie du laser est de l'ordre de 170 mW pour une fréquence de récurrence de 40 MHz et une longueur d'onde d'émission de 1030 nm. La puissance en sortie est alors couplée dans la fibre biréfringente sous test. Le montage expérimental utilisé est décrit sur la figure III.1.



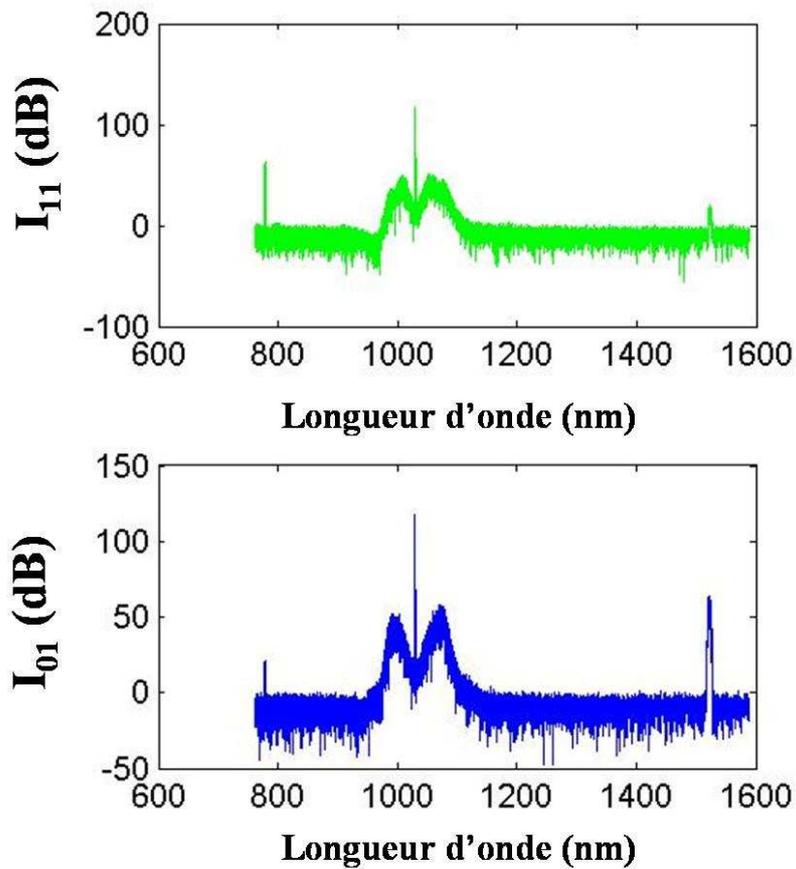
**Figure III.24** : Photo du prototype laser

L'injection a été réalisée afin d'obtenir un élargissement spectral le plus fort possible. Le pompage est réalisé en fort régime de dispersion anormal. Dans ces conditions, nous avons obtenu un spectre infrarouge de 1  $\mu\text{m}$  et 1,4  $\mu\text{m}$  (Figure III.25). Cet élargissement est dominé par les propagations solitoniques avec une largeur spectrale très limitée du fait de la faible puissance de pompe. Aucun élargissement n'est cependant obtenu dans la partie 600 nm – 1000 nm. Cette absence de conversion fréquentielle dans le spectre visible est directement imputable à la faible durée des impulsions utilisées.

Le décalage de la longueur d'onde de pompe de 1064 nm à 1030 nm ne semble pas avoir d'effet notable sur la présence ou non du mélange à quatre ondes modal. Afin de vérifier cela, nous avons réalisé une simulation numérique en régime continu (assimilable au régime nanoseconde) avec une onde de pompe à 1030 nm. On constate la présence de pics latéraux localisés à 772 nm (onde anti-Stokes sur le mode  $\text{LP}_{11}$ ) et 1547 nm (onde Stokes sur le mode  $\text{LP}_{01}$ ). Cette analyse nous permet d'affirmer qu'un décalage de 30 nm de la longueur d'onde de pompe en régime nanoseconde (1064 nm – 1030 nm) nous permet de conserver le mélange paramétrique large bande.



**Figure III.25** : Spectre obtenu en régime femtoseconde en pompant à 1030 nm avec des impulsions de 150 fs  
( $L_{\text{fibre}} = 50$  cm)

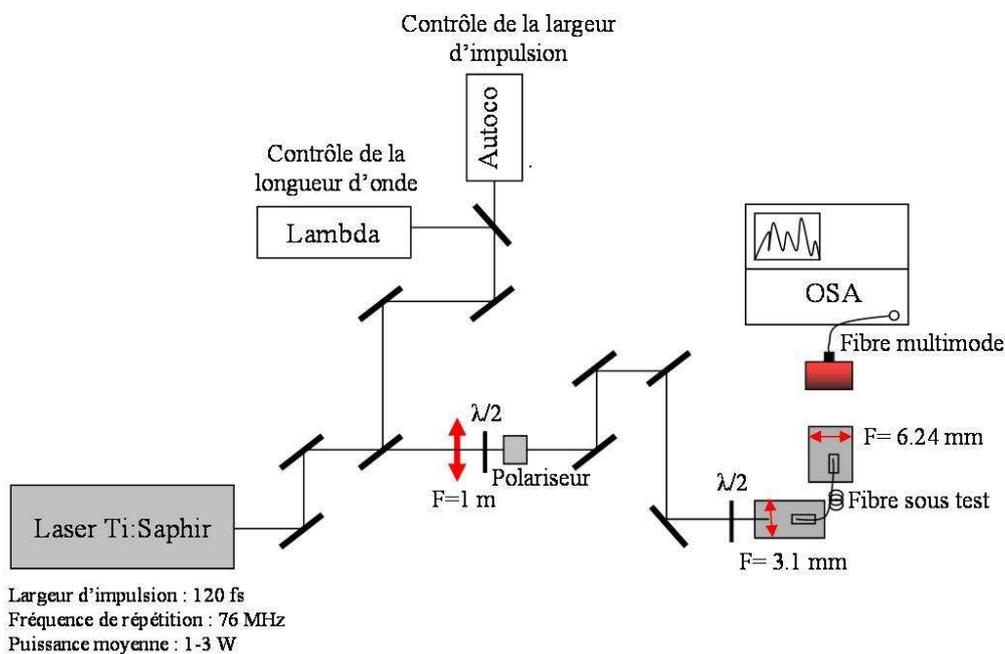


**Figure III.26** : Simulations numériques en régime continu avec une onde de pompe à 1030 nm ( $P_{\text{pompe}} = 2000$  W,  
 $L_{\text{fibre}} = 50$  cm)

Afin d'utiliser au maximum les potentialités de notre fibre en régime femtoseconde, nous avons décidé de changer la longueur d'onde de pompe et de la fixer près du zéro de dispersion du mode fondamental.

En collaboration avec l'Ecole Polytechnique de Montréal, nous avons donc utilisé un laser Titane : Saphir émettant des impulsions dans la région infrarouge (750 nm – 950 nm) et un échantillon de fibre biréfringente afin de générer un supercontinuum large bande dans la région du spectre visible.

- **Montage expérimental**



**Figure III.27** : Montage expérimental pour la génération de supercontinuum en régime femtoseconde

La figure III.27 représente le montage expérimental. La source de pompe utilisée est un laser Titane : Saphir délivrant des impulsions de 120 fs, avec une fréquence de répétition de 76 MHz. La puissance moyenne varie de 1 à 3 W. L'association de plusieurs miroirs permet de renvoyer une partie du faisceau sur un autocorrélateur afin de contrôler la largeur des impulsions. Le laser étant ajustable de 750 à 950 nm, une analyse spectrale permet également de contrôler la longueur d'onde émise. L'association d'une lame demi-onde et d'un polariseur permet de contrôler la puissance injectée dans la fibre. Une seconde lame demi-onde permet d'ajuster l'orientation du vecteur polarisation. Une fibre multimodale placée en amont de l'échantillon sous test permet de collecter l'ensemble du signal. La fibre biréfringente est courte (14 cm) afin de limiter les effets de

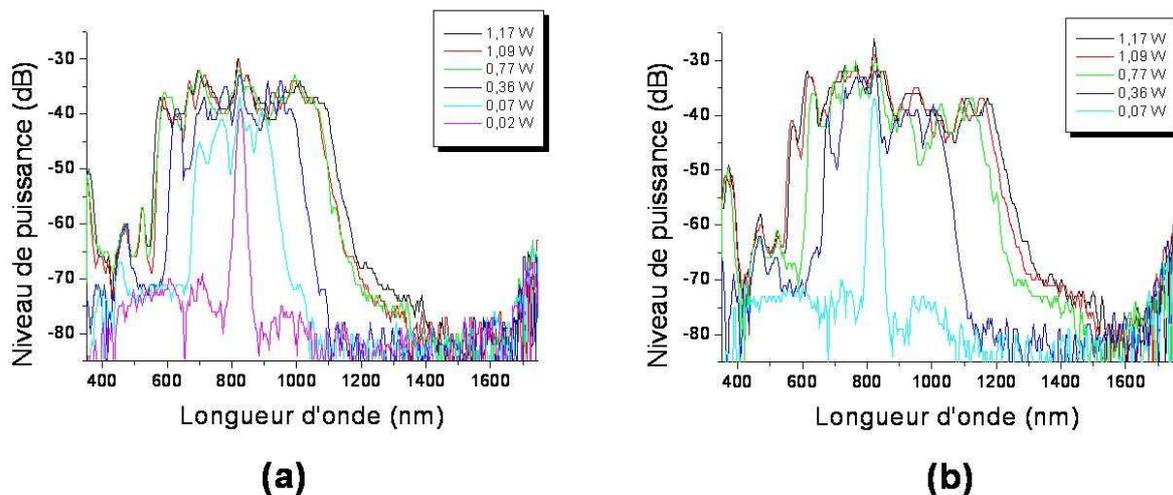
dispersion.

- **Résultats**

Une première étude a été effectuée à 825 nm, qui est la longueur d'onde d'annulation de la dispersion pour le mode fondamental polarisé selon l'axe rapide de la fibre. Deux cas de figure sont alors envisageables : une excitation unique sur le mode fondamental et une excitation simultanée des modes  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$ .

- Pompage à 825 nm – Excitation unique du mode fondamental

Les figures III.28(a) et III.28(b) représentent l'évolution du supercontinuum obtenu en fonction de la puissance moyenne infrarouge injectée dans la fibre. Les spectres de la figure III.28(a) sont définis pour un état de polarisation parallèle à l'axe rapide de la fibre ( $x$ ). En revanche, ceux de la figure III.28(b) sont définis pour un vecteur polarisation orienté selon l'axe lent de la fibre ( $y$ ).



**Figure III.28** : Evolution du spectre en sortie de fibre en régime femtoseconde pour un pompage à 825 nm et un vecteur polarisation orienté (a) selon l'axe rapide de la fibre et (b) selon l'axe lent de la fibre ( $L_{\text{fibre}} = 14$  cm)

Les élargissements spectraux en régime femtoseconde ont très largement été analysés d'un point de vue expérimental mais aussi numérique [DUD-06]. Dans notre cas, le pompage près de la longueur d'onde de dispersion nulle entraîne la formation de spectres assez symétriques. Ils sont également relativement similaires d'une polarisation à l'autre et sont extrêmement chahutés en terme de densité spectrale de puissance. On peut considérer deux cas différents conduisant à la formation du continuum.

Pour l'énergie spectrale de l'onde de pompe se propageant en régime de dispersion anormal, la génération de supercontinuum est principalement due à une dynamique de propagation de type solitonique. Lors des premiers millimètres de propagation, l'impulsion subit un processus d'élargissement spectral par automodulation de phase et de compression temporelle. On atteint vite une propagation solitonique complexe (solitons d'ordre élevé). Sous l'effet de perturbations induites principalement par effet Raman, les impulsions solitoniques se brisent en plusieurs ondes élémentaires d'amplitude plus faible (soliton d'ordre 1). Ces solitons, qui sont éjectés un par un, subissent un autodécalage spectral vers les hautes longueurs d'onde grâce au gain Raman [GOR-86]. Ce phénomène correspond à l'émergence de pics spectraux en régime de dispersion anormal. Au même moment, on observe un couplage entre une onde se propageant en régime normal et les solitons. Il en résulte la création d'ondes dites dispersives. Ce phénomène, largement expliqué par ailleurs, contribue à enrichir le spectre du côté des hautes fréquences, au-delà de la longueur d'onde de dispersion nulle.

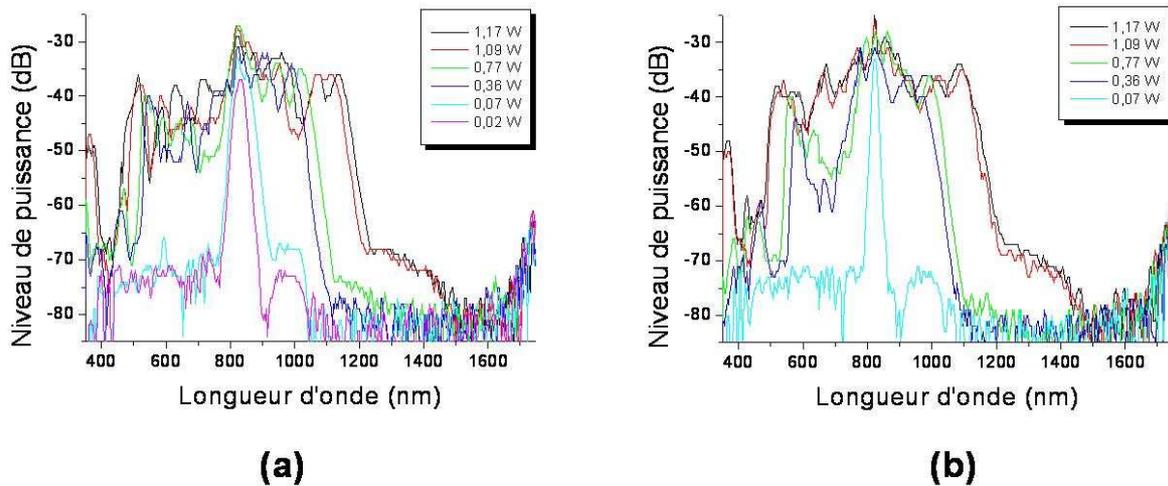
Pour la partie de l'onde de pompe se propageant en régime de dispersion normal, le principal effet donnant lieu à un élargissement spectral est l'automodulation de phase. Au-delà de quelques millimètres de propagation, la puissance crête de l'onde de pompe diminue de manière importante à cause de l'étalement temporel. Les ondes solitoniques se propageant dans l'autre régime de dispersion peuvent également induire, par modulation mutuelle de phase, un étalement spectral en régime normal. Il a également été montré qu'un piégeage temporel d'une onde dispersive par un soliton pouvait accroître l'étalement spectral vers les longueurs d'onde bleues. Il est très difficile ici de dire si ce phénomène intervient. Néanmoins, il faut avoir à l'esprit que les deux domaines de dispersion sont parfaitement liés par des processus non-linéaires complexes.

Dans ces conditions, on comprend que la propagation de l'impulsion de pompe sur l'une ou l'autre direction de polarisation n'induit que très peu de changements dans le profil du spectre. Néanmoins, une rotation du vecteur polarisation de l'onde de pompe revient à décaler le point de dispersion nulle vers les basses fréquences. Ainsi, une légère dissymétrie dans le spectre est observée (Figure III.28(b)).

Nous pouvons également noter que la génération de mélanges à quatre ondes alimentant le spectre autour de la radiation de dispersion nulle est limitée à cause de l'impact de la dispersion et de la différence de vitesse de groupe entre les ondes.

○ Pompage à 825 nm – Excitation simultanée des modes  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$

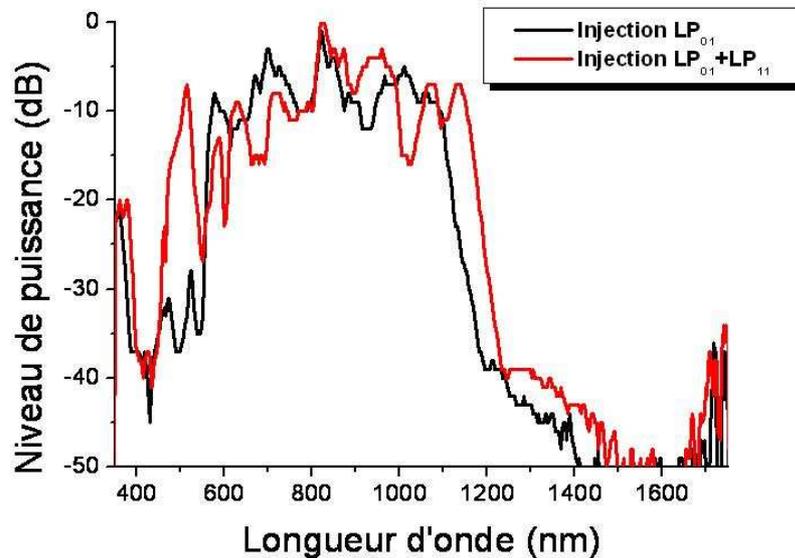
Les figures III.29(a) et III.29(b) représentent l'évolution du supercontinuum obtenu en régime femtoseconde en fonction de la puissance moyenne infrarouge injectée dans la fibre. Les spectres de la figure III.29(a) sont définis pour un état de polarisation parallèle à l'axe rapide de la fibre ( $x$ ). En revanche, ceux de la figure III.29(b) sont définis pour un vecteur polarisation orienté selon l'axe lent de la fibre ( $y$ ).



**Figure III.29** : Evolution du spectre en sortie de fibre en régime femtoseconde pour un pompage à 825 nm et un vecteur polarisation orienté (a) selon l'axe rapide de la fibre et (b) selon l'axe lent de la fibre ( $L_{\text{fibre}} = 14$  cm)

Dans ce cas de figure, l'excitation s'effectue simultanément sur les modes  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$ . La longueur d'onde de dispersion nulle du premier mode d'ordre élevé étant proche de 750 nm, le pompage sur ce mode est réalisé en régime de dispersion anormal. A cause de la différence de vitesses de groupe des ondes des deux modes, on peut considérer qu'une séparation totale entre les impulsions de pompe (120 fs) est obtenue après moins de 0,15 mm de propagation dans la fibre. Cela se traduit alors par la construction quasi indépendante de deux spectres se propageant sur deux modes transverses différents. Seule la modulation mutuelle de phase modifie légèrement les spectres au cours des premiers millimètres de propagation. Les mélanges paramétriques intermodaux peuvent également induire la génération de raies discrètes mais restent des phénomènes peu efficaces en terme de conversion d'énergie. On peut donc considérer que les élargissements obtenus se construisent de manière similaire à ceux obtenus sur un mode unique. Néanmoins, il est à noter qu'une injection simultanée sur les modes  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$  permet de descendre légèrement plus bas en longueur d'onde (480 nm) contrairement à une injection unique sur le mode fondamental (550 nm). Nous comparons sur la figure III.30 les spectres obtenus pour le

même axe de polarisation ( $x$ ) et pour la même puissance moyenne de pompe (1,17 W) mais avec une excitation sur un et deux modes transverses. On constate clairement cette conversion plus importante vers les longueurs d'ondes bleues lorsque l'injection est simultanée sur le mode fondamental et le second mode guidé.



**Figure III.30** : Comparaison d'une injection sur le mode  $LP_{01}$  (courbe noire) et  $LP_{01}+LP_{11}$  (courbe rouge)

$$(\lambda_{pompe} = 825 \text{ nm}, P_{pompe \text{ moyenne}} = 1,17 \text{ W}, L_{fibre} = 14 \text{ cm})$$

### • Conclusion sur l'évolution du régime d'excitation

Nous avons étudié la génération de spectres larges en régime picoseconde en utilisant un oscillateur laser à modes bloqués émettant des impulsions avec un faible taux de répétition (4 MHz). Ces expériences ont été réalisées en collaboration avec l'Institut d'Optique à Paris. Les élargissements spectraux obtenus en régime picoseconde dans la fibre biréfringente se construisent à partir de plusieurs processus de mélange à quatre ondes intermodaux comme celui obtenu en régime sub-nanoseconde. La partie visible du spectre se propage alors sur le mode  $LP_{11}$ . La différence majeure entre les deux régimes d'excitation réside dans la différence de recouvrement temporel entre les ondes en interaction. En effet, pour une excitation picoseconde, la différence de vitesse de groupe a un impact plus fort et conduit très vite à une séparation complète des ondes. Cela se traduit par un arrêt brutal des conversions paramétriques favorisant l'apparition d'autres mélanges paramétriques dans le domaine visible. On observe également une minimisation de la compétition entre ces différents processus paramétriques. De la même manière, l'impact de la modulation mutuelle de phase entre le spectre infrarouge et celui du visible est considérablement réduit. Cela se traduit par un étalement moins important de l'énergie visible. Des spectres plus

modulés et descendant moins loin vers les longueurs d'onde bleues sont alors obtenus.

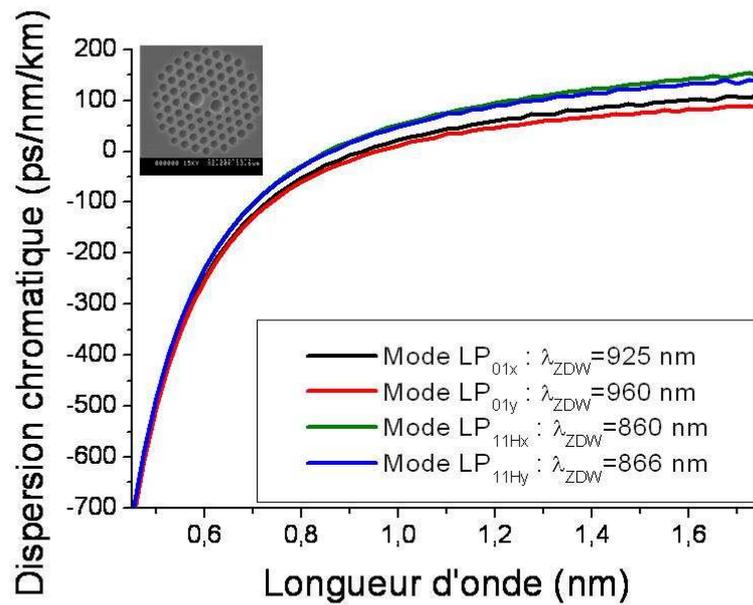
A partir des expériences en régime picoseconde nous avons souhaité réaliser un pompage en régime femtoseconde en fort régime de dispersion anormal. Le laser fibré utilisé avait une puissance crête limitée et n'a induit qu'un étalement faible dans la région de l'infrarouge. Aucune conversion significative n'a réellement été engendrée dans le visible. Cette absence de transfert d'énergie est imputable à la très faible durée des impulsions. Le changement de la longueur d'onde de pompe (de 1064 nm à 1030 nm) ne modifie en rien l'installation des processus paramétriques à l'origine des élargissements spectraux obtenus dans les régimes nanoseconde et picoseconde.

Dans une dernière approche, nous avons essayé d'obtenir un spectre large en régime femtoseconde en pompant très près de la longueur d'onde de dispersion nulle. Ces expérimentations ont été réalisées au Canada lors d'un séjour d'un mois à l'École Polytechnique de Montréal. Un spectre de 700 nm de large a été obtenu. Les principaux processus non-linéaires à l'origine des conversions fréquentielles sont les propagations solitoniques et la génération d'ondes dispersives en régime de dispersion anormal. L'automodulation de phase et la modulation mutuelle de phase sont également présentes et prédominantes en régime de dispersion normal.

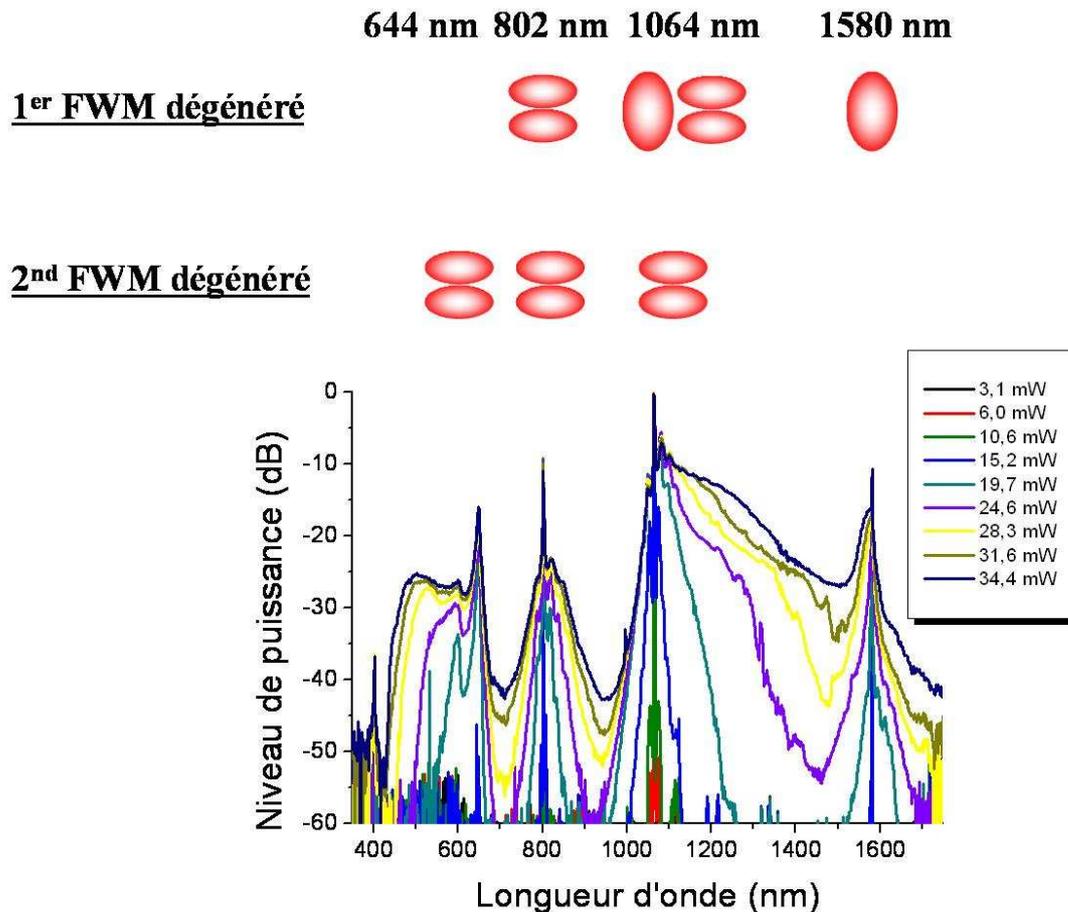
### ***III.6 Extension du concept d'élargissement spectral basé sur un mélange paramétrique modal***

Nous avons vu que le pompage d'une fibre microstructurée bimodale en fort régime de dispersion anormal pouvait induire, en régime nanoseconde, un spectre très large dans la région infrarouge mais également visible grâce à l'implication d'un mélange à quatre ondes modal large bande unique. Ce processus permet la délocalisation d'une partie de l'énergie de pompe vers les basses longueurs d'onde et initie alors l'étalement vers la région basse du spectre visible. A partir de ce concept, il est possible d'envisager la création de plusieurs mélanges paramétriques très efficaces permettant de délocaliser davantage l'énergie de pompe vers des longueurs d'onde encore plus basses. Pour montrer ce genre de mécanisme, nous avons utilisé une fibre du même type que celle précédemment testée et réalisée par la société PERFOS. La photo du profil transverse de ce guide et les courbes de dispersion sont montrées sur la figure III.31. En pompant en régime nanoseconde, nous avons obtenu le spectre montré sur la figure III.32. La longueur de la fibre était de 80 cm afin d'identifier réellement les effets paramétriques les plus efficaces. Cette première

étude a été réalisée en collaboration avec Antony Martin et la société LEUKOS.



**Figure III.31** : Courbes de dispersion des modes LP<sub>01</sub> (polarisation x et y) et LP<sub>11</sub> (polarisation x et y) de la fibre réalisée par PERFOS – Encadré : Image du profil transverse du guide réalisée à l'aide d'un microscope électronique à balayage



**Figure III.32** : Spectres obtenus en régime nanoseconde sur 80 cm de fibre. Encadré : représentation schématique des modes supportant la propagation des ondes pompes, Stokes et anti-Stokes pour les deux mélanges intriqués

Après plusieurs investigations, il semblerait que deux systèmes de mélanges à quatre ondes intriqués soient à l'origine de cet élargissement. Le premier est identique à celui précédemment étudié et concerne les deux modes transverses de propagation  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$ . Le second est un mélange paramétrique également de type dégénéré obtenu uniquement sur le mode  $LP_{11}$ . L'onde de pompe de ce second mélange est la radiation à 802 nm correspondant à la raie anti-Stokes du premier mélange à quatre ondes. Ce second processus induit une raie Stokes positionnée à 1064 nm et une raie anti-Stokes à 644 nm. La modulation mutuelle de phase du spectre infrarouge sur l'onde anti-Stokes permet alors d'étendre le spectre vers les radiations bleues. Une longueur de fibre plus importante devrait permettre d'augmenter les effets de la modulation mutuelle de phase et ainsi d'étendre le spectre très bas dans le bleu.

L'étude de l'évolution du spectre intégrant plusieurs mélanges paramétriques intriqués est actuellement en cours. Des investigations complémentaires au niveau des simulations non-linéaires sont attendues afin de confirmer les hypothèses émises. La présentation partielle de ce type de

construction spectrale est donnée dans le seul but de montrer les perspectives futures de nos précédents travaux.



### III.7 Conclusion du troisième chapitre

Nous avons étudié et démontré la possibilité d'obtenir un continuum de lumière dans la région du spectre visible en pompant une fibre microstructurée en fort régime de dispersion anormal. Le processus d'extension vers les basses longueurs d'onde est atypique et repose sur la mise en place d'un mélange paramétrique modal unique large bande. Le contrôle de la conversion est obtenu par couplage sélectif des deux premiers modes transverses d'un guide très biréfringent. La génération de l'onde anti-Stokes induit une délocalisation d'une partie de l'énergie de pompe vers la longueur d'onde de dispersion nulle du mode considéré. Ce processus permet alors d'initier un étalement spectral grâce à la mise en place de mélanges paramétriques secondaires et à la modulation mutuelle de phase du spectre infrarouge sur cette radiation anti-Stokes. Une approche numérique confirme l'étude expérimentale. Ce concept de génération d'un continuum visible permet de relâcher les contraintes sur la fabrication des fibres et sur l'ajustement précis des longueurs d'onde de pompe et de dispersion nulle. Il est à noter que le mode spatial véhiculant l'énergie visible est de type  $LP_{11}$  et que le spectre est polarisé linéairement, parallèlement à la source de pompe.

Au-delà du mélange paramétrique modal, le même fonctionnement a été observé sur le mode fondamental avec un mélange à quatre ondes par accord de phase par biréfringence. L'écart spectral concernant la localisation de l'onde anti-Stokes est plus faible. Une densité spectrale de puissance moins importante dans le spectre visible est alors obtenue.

Dans un second temps, nous avons utilisé ce mélange à quatre ondes pour montrer que les positions des radiations Stokes et anti-Stokes pouvaient être contrôlées directement à partir du profil transverse de la fibre. Cette approche inverse innovante qui consiste à prévoir la localisation des conversions de fréquence a été démontrée grâce à la fabrication de plusieurs fibres possédant de faibles variations opto-géométriques. Ce travail a été réalisé en collaboration avec un étudiant de master et la plateforme technologique PERFOS. Une application concernant la génération de photons intriqués est visée en collaboration avec l'École Polytechnique de Montréal.

Afin d'étudier plus en profondeur les potentialités de la fibre biréfringente, nous avons réalisé, en collaboration avec l'Institut d'Optique d'Orsay, une source large bande en régime picoseconde. L'application visée concerne une méthode d'imagerie basée sur l'étude du déclin de fluorescence. Au-delà de l'obtention d'un spectre large visible nous avons montré que le système de génération utilisant un mélange à quatre ondes unique était fortement sensible à la différence de vitesse de

groupe des ondes et donc fortement dépendant de la durée des impulsions utilisées. Le profil du spectre visible est alors fortement modifié en régime picoseconde et montre de larges modulations d'amplitude avec une extension plus limitée vers les longueurs d'onde bleues. Une étude complémentaire en régime femtoseconde confirme cette évolution et montre une conversion de fréquence quasi inexistante dans la région du spectre visible. Seule une translation de la longueur d'onde de pompe vers la position du zéro de dispersion permet de retrouver une conversion significative vers les basses radiations.

En dernier lieu, nous avons essayé d'étendre ce concept de pompage en fort régime de dispersion anormal en excitant plusieurs mélanges paramétriques couplés. Cela permet alors de délocaliser davantage la puissance de pompe infrarouge vers les radiations visibles et d'étendre plus encore l'étalement dans la région bleue-UV. Ce système de mélanges paramétriques modal et scalaire couplés est encore à l'étude mais montre déjà une potentialité accrue en terme d'extension spectrale.

## Bibliographie

### A

---

[AGR-89] **Agrawal et al.**, “Temporal and spectral effects of cross-phase modulation on copropagating ultrashort pulses in optical fibers”, *Phys. Rev. A*, Vol. 40, p. 5063 (1989).

### B

---

[BIR-00] **Birks et al.**, “Supercontinuum generation in tapered fibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 25, p. 1415 (2000).

### C

---

[CHA-04] **Champert et al.**, “White-light supercontinuum generation in normally dispersive optical fiber using original multi-wavelength pumping system”, *Opt. Expr.*, Vol. 12, p. 4366 (2004).

### D

---

[DUD-06] **Dudley et al.**, “Supercontinuum generation in photonic crystal fiber”, *Rev. Of Mod. Phys.*, Vol. 78, p. 1135 (2006).

### G

---

[GEN-04] **Genty et al.**, “Effect of cross-phase modulation on supercontinuum generated in microstructured fibers with sub-30 fs pulses”, *Opt. Expr.*, Vol. 12, p. 4614 (2004).

[GOR-86] **Gordon et al.**, “Theory of the soliton self frequency shift”, *Opt. Lett.*, Vol. 11, p. 662 (1986).

---

## K

---

[KUD-06] **Kudlinski et al.**, “Zero-dispersion wavelength decreasing photonic crystal fibers for ultraviolet-extended supercontinuum generation”, *Opt. Exp.*, Vol. 14, p. 5715 (2006).

---

## L

---

[LIU-01] **Liu et al.**, “Soliton self-frequency shift in a short tapered air-silica microstructure fiber”, *Opt. Lett.*, Vol. 26, p. 358 (2001).

[LEH-03] **Lehtonen et al.**, “Supercontinuum generation in a highly birefringent microstructured fiber”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 82, p. 2197 (2003).

---

## P

---

[PRO-03] **Proulx et al.**, “Intensity and polarization dependences of the supercontinuum generation in birefringent and highly nonlinear microstructured fibres”, *Opt. Expr.*, Vol. 11, p. 3338 (2003).

---

## R

---

[RAI-06] **Räikkönen et al.**, “Supercontinuum generation by nanosecond dual-wavelength pumping in microstructured optical fiber”, *Opt. Expr.*, Vol. 14, p. 7914 (2006).

[RAN-00] **Ranka et al.**, “Visible continuum generation in air-silica microstructure fibers with anomalous dispersion at 800 nm”, *Opt. Lett.*, Vol. 25, p. 25 (2000).

---

## T

---

[TRA-06] **Travers et al.**, “Extended blue supercontinuum generation in cascaded holey fibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 30, p. 3132 (2006).





*IV Génération de second harmonique dans les  
fibres optiques*

## IV.1 Introduction

En théorie, la génération de second harmonique (GSH) ne peut pas être obtenue dans des fibres optiques à cause de la symétrie d'inversion de la matrice de silice. Cette particularité interdit tout effet non-linéaire résultant d'une susceptibilité de second ordre  $\chi^{(2)}$ . Cependant, plusieurs expériences ont montré la possibilité de générer une onde à la fréquence double dans des milieux centrosymétriques [BLO-62,BLO-68,TER-62]. Terhune est le premier à faire cette observation dans un verre de calcite en 1962 [TER-62]. Une explication théorique est alors proposée, impliquant des non-linéarités résultantes des moments quadrupolaires et des interactions entre dipôles magnétiques. Cette étude détaillée montre que de telles non-linéarités peuvent donner lieu à une efficacité de conversion maximale de l'ordre de  $10^{-5}$  [PER-63]. Cependant, les effets dipolaires, qui s'instaurent aux interfaces entre deux milieux centrosymétriques, semblent être plus importants que les effets quadrupolaires [BLO-68,BRO-65,PER-63]. La discontinuité lue par la composante normale du champ électrique au voisinage d'une interface peut alors être à l'origine de ce processus de second ordre. Néanmoins, la condition d'accord des vitesses de phase qui garantirait une conversion au second harmonique efficace n'est, en général, pas satisfaite.

C'est en 1970 qu'est démontrée la première génération de second harmonique par accord de phase de type Čerenkov. Les premières études sont réalisées sur des guides plan [TIEN-70] puis plus récemment dans des fibres optiques microstructurées [SCH-03]. Cette génération par accord de phase modal non colinéaire, effectuant la conversion de l'énergie se propageant d'un mode de cœur vers un mode de gaine, est caractérisée par un champ lointain spécifique à la sortie du guide. Dans le cas des fibres optiques, l'énergie de second harmonique est concentrée dans un anneau dont l'ouverture angulaire est plus importante que celle du ou des mode(s) guidé(s) dans le cœur [SCH-03].

Dans les années 1980, plusieurs expériences permettent la mise en place de somme de fréquence ou de doublage de fréquence dans les fibres dopées [FUJ-80]. L'origine de ce mécanisme est démontré en 1986 et concerne la modification de la centrosymétrie du matériau par l'introduction de dopants. La mise en place d'une somme de fréquence à trois ondes est alors possible mais reste faible. Au-delà de cet effet spontané, un marquage progressif du matériau est observé [OST-86,STO-87]. En 1987, Österberg et Margulis couplent des impulsions de 100 ps de durée à 1064 nm dans un mètre de fibre dopée au germanium. Ils montrent que la puissance au second harmonique évolue exponentiellement puis sature après 10 heures d'exposition. L'efficacité de

conversion obtenue est de l'ordre de 3 % [OST-87]. Cette expérience a été le point de départ de recherches intensives sur la génération de second harmonique dans les fibres optiques [FAR-87,KAZ-94]. La photosensibilité des fibres dopées permet de modifier leurs propriétés optiques lorsqu'elles sont exposées à des radiations intenses [VALK-87]. Le doublage de fréquence peut alors s'effectuer dans des conditions de quasi-accord de phase grâce à l'arrangement périodique des molécules dans le cœur du guide. Cet effet particulier de photo-inscription, également appelé « poling » optique sera décrit plus en détail dans la suite de ce chapitre. Au-delà de l'explication physique de ce phénomène, plusieurs études montrent que la génération de second harmonique est similaire à celle obtenue dans des cristaux. La largeur spectrale de la radiation à la fréquence double est alors inversement proportionnel à la longueur de la fibre marquée [MAR-88]. De plus, l'efficacité de la conversion non-linéaire peut être limitée à cause de l'automodulation de phase subie par l'onde fondamentale lors de la propagation dans la fibre [EHR-92]. La génération de second harmonique obtenue dans une fibre dopée a été utilisée afin de réaliser un système d'auto-corrélation optique et a permis le pompage d'une source laser à colorant [OST-86,OST-88].

Malgré de nombreuses recherches sur la génération de second harmonique obtenue dans des fibres optiques, aucune étude exhaustive n'a abordé le doublage de fréquence dans des fibres microstructurées purement composées de silice. Nous présentons, dans la première partie de ce quatrième chapitre, une étude montrant la capacité de ces fibres à engendrer une onde à la fréquence double. Nous décrivons ensuite une méthode de photo-inscription tout optique dans des fibres microstructurées dopées au germanium et montrons, pour la première fois à notre connaissance, que la génération de second harmonique obtenue après « poling » optique peut être exploitée afin d'engendrer un élargissement spectral dans le visible. Enfin, nous présentons des résultats montrant qu'un effet de « poling » optique dans une fibre standard peut être suffisamment efficace pour engendrer une très large cascade de raies Stokes Raman et induire plusieurs effets paramétriques basés sur une non-linéarité d'ordre trois. Nous soulignons également les limitations de cet effet de « poling » optique et montrons l'implication importante de l'effet Raman dans cette limitation. L'ensemble de ces travaux sur la génération de second harmonique dans les fibres dopées germanium démontre clairement que l'effet non-linéaire du second ordre doit être pris en compte lors de la génération de continuum.

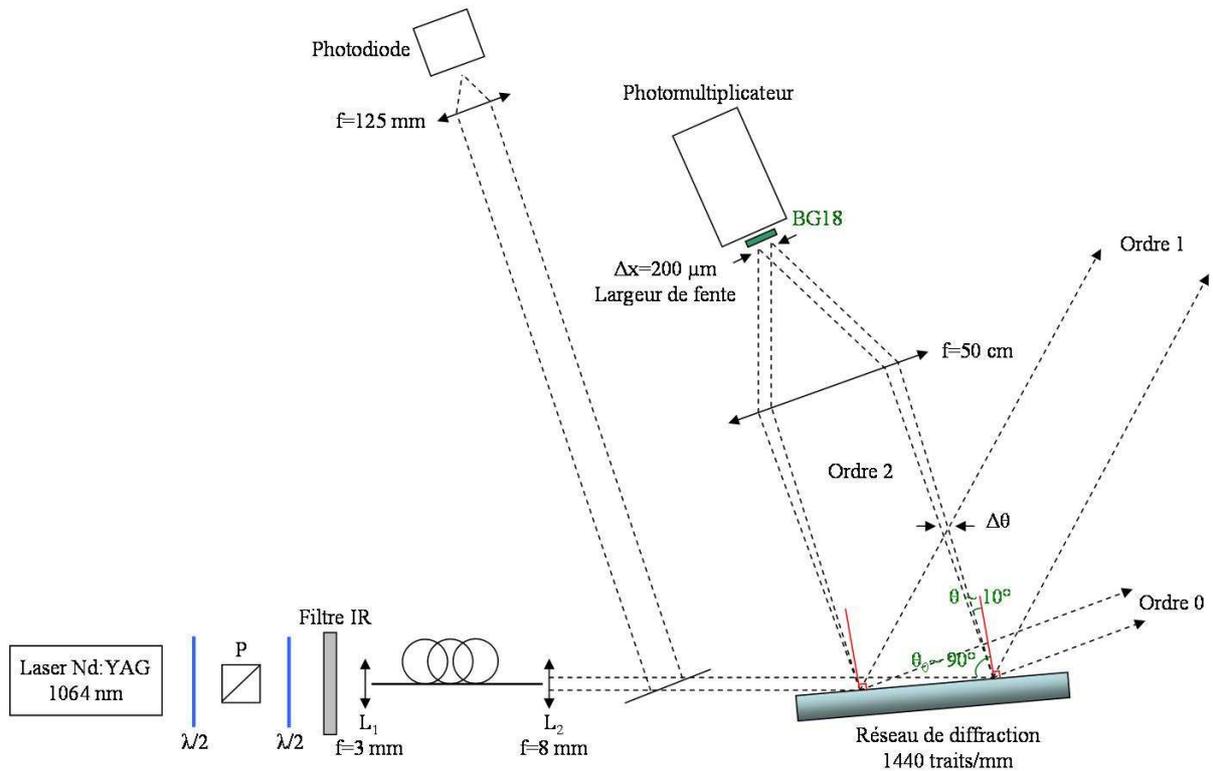
Notons également que de nombreux travaux concernant le « poling » électrique [MYE-95], thermique [MYE-91] et UV [FUJ-94] dans les fibres optiques ont été réalisés. Même si nous ne décrivons pas ces travaux d'avant-garde, nous gardons à l'esprit leur potentialité pour la génération de mélanges paramétriques à trois ondes dans les guides optiques.

## IV.2 Génération de second harmonique spontanée dans des fibres microstructurées air-silice non dopées

Les fibres microstructurées air-silice permettent un confinement extrême du champ électromagnétique sur de très grandes longueurs. Cette propagation permet alors un recouvrement important des ondes avec les interfaces air-verre qui forment une rupture de la symétrie du matériau. C'est en 1986 que Boyd *et al.* montrent pour la première fois la possibilité d'obtenir de la génération de second harmonique autour de ces transitions [BOYD-86]. Plus tard, plusieurs laboratoires essayent d'exacerber ces effets grâce à l'application d'une tension élevée permettant une modification de la structure vitreuse du matériau sous l'effet d'un déplacement localisé de charges (« poling » thermique) [FRA-05, KUD-05].

Dans cette première partie, nous nous intéressons uniquement à la génération spontanée de second harmonique dans les fibres microstructurées. Nous caractérisons cet effet de conversion fréquentielle en termes de propriétés linéaires et non-linéaires.

### IV.2.1 Montage expérimental



**Figure IV.1** : Montage expérimental permettant d'observer une génération de second harmonique spontanée

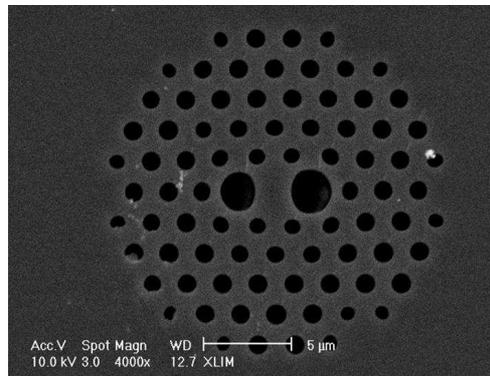
La figure IV.1 présente le montage expérimental utilisé pour la détection d'une génération de second harmonique spontanée dans une fibre microstructurée pure silice. La source de pompe utilisée est un laser Nd:YAG linéairement polarisé délivrant des impulsions de 700 ps à 1064 nm, avec une fréquence de répétition de 7 kHz et une puissance crête maximale de 10 kW. En sortie du laser nous avons introduit une lame demi-onde et un cube polariseur, tous deux traités pour 1064 nm, afin de contrôler la puissance couplée dans la fibre. Une seconde lame demi-onde est positionnée après le polariseur afin de maîtriser l'orientation du vecteur polarisation. Avant la lentille d'injection nous avons placé un filtre infrarouge permettant d'annihiler tout signal parasite de second harmonique pouvant provenir des optiques en amont. La longueur des fibres sous test est courte, une vingtaine de centimètres, afin de minimiser l'élargissement spectral de l'onde de pompe. L'efficacité de couplage dans les fibres microstructurées est de l'ordre de 40 à 50 %. L'énergie de sortie est dispersée par un réseau afin d'isoler le signal à la fréquence double. La détection de l'onde à 532 nm est préalablement calibrée grâce à un cristal de KTP placé devant l'échantillon sous test. Nous travaillons sur l'ordre 2 de diffraction du réseau afin d'augmenter la résolution spectrale du système d'analyse. Pour isoler davantage le signal à 532 nm lors de la mesure de l'efficacité de

conversion, nous avons placé un filtre interférentiel devant le détecteur. Le signal à la fréquence double est relevé en fonction de la puissance de pompe couplée dans la fibre grâce à l'utilisation d'un photomultiplicateur. La puissance à la longueur d'onde fondamentale est détectée avec une photodiode.

Trois profils particuliers de fibres optiques ont été testés afin de quantifier la génération de second harmonique dans des fibres purement composées de silice et d'air. Deux fibres fortement biréfringentes, basées sur le même profil, sont testées. La différence majeure entre ces guides réside dans leur coefficient de pertes linéaires (20 dB/km pour la fibre A et environ 1000 dB/km pour la fibre B). Le troisième guide est une fibre microstructurée standard à symétrie d'ordre six (fibre C).

- **Fibre A**

Le laboratoire PERFOS basé à Lannion a réalisé une structure fortement biréfringente (analogue à la fibre étudiée en détail dans les chapitres précédents). La silice utilisée et les conditions de fabrication ont permis d'aboutir à une fibre présentant très peu de pertes. Les caractéristiques de ce guide sont présentées dans le tableau IV.1. La figure IV.2 montre l'image MEB de sa section transverse.



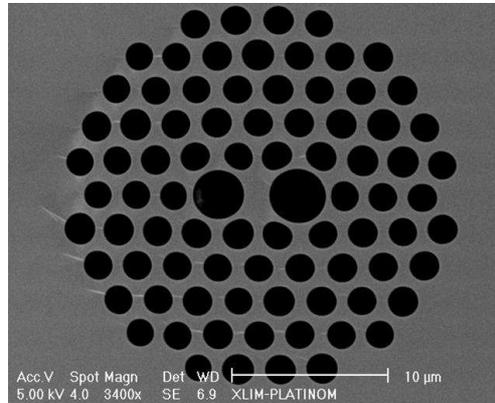
**Figure IV.2** : Image MEB de la section transverse de la fibre A

Pas de la structure $A$ ( $\mu\text{m}$ )	Diamètre des trous de gaine $d$ ( $\mu\text{m}$ )	Diamètre des gros trous $D_{1,2}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda_{ZDW} \text{LP}_{01}$ ( $\mu\text{m}$ )
2,6	1,37	$D_1=2,85$ $D_2=3,35$	$\lambda_{ZDW,x}=0,875$ $\lambda_{ZDW,y}=0,912$

**IV. 1** : Paramètres opto-géométriques de la fibre A

- **Fibre B**

La fibre B a été décrite en détail au chapitre II. L'image MEB de la section transverse du guide est présentée sur la figure IV.3 et le tableau IV.2 recense ses principales caractéristiques.



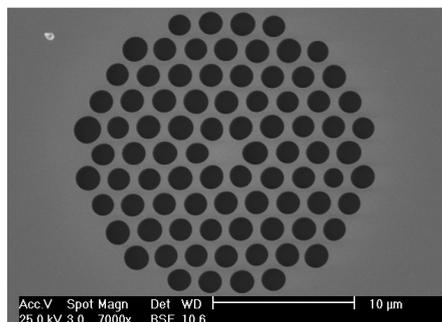
**Figure IV.3** : Image MEB de la section transverse de la fibre B

Pas de la structure $\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	Diamètre des trous de gaine $d$ ( $\mu\text{m}$ )	Diamètre des gros trous $D_{1,2}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda_{ZDW,LP_{01}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda_{ZDW,LP_{11}}$ ( $\mu\text{m}$ )
2,6	1,85	$D_1=3,3$ $D_2=3,6$	$\lambda_{ZDW,x}=0,825$ $\lambda_{ZDW,y}=0,850$	$\lambda_{ZDW,x}=0,750$ $\lambda_{ZDW,y}=0,766$

**Tableau IV.2** : Paramètres opto-géométriques de la fibre B

- **Fibre C**

La dernière fibre étudiée est une fibre réalisée au laboratoire XLIM et présentant une symétrie d'ordre six. Ses paramètres sont décrits dans le tableau IV.3 et son profil transverse est présenté sur la figure IV.4.



**Figure IV.4** : Image MEB de la section transverse de la fibre C

Pas de la structure $\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	Diamètre des trous de gaine $d$ ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda_{ZDW} \text{LP}_{01}$ ( $\mu\text{m}$ )
1,73	1,63	$\lambda_{ZDW,x}=0,817$ $\lambda_{ZDW,y}=0,816$

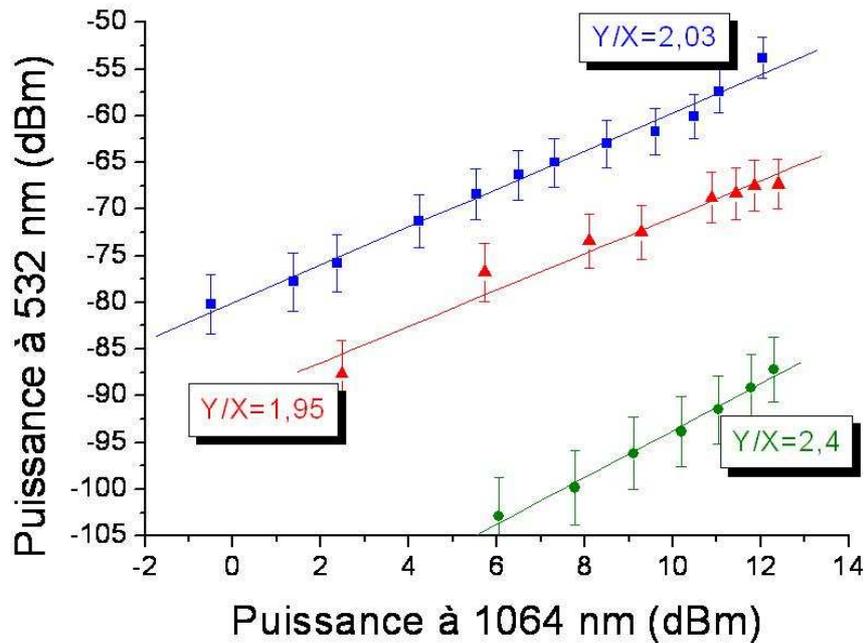
**Tableau IV.3** : Paramètres opto-géométriques de la fibre C

A partir des paramètres opto-géométriques de ces fibres, nous avons calculé la potentialité d'obtenir un accord des vitesses de phase entre les ondes fondamentale et harmonique dans le cas d'un mélange paramétrique à trois ondes. Nous avons également recherché la potentialité d'obtenir cette même condition d'accord des vitesses de phase pour des mélanges à quatre ondes multiples qui pourrait engendrer une conversion correspondant à la fréquence double de l'onde de pompe. Pour ces deux cas, aucune solution n'a été obtenue. L'éventuelle conversion mesurée sera alors obtenue dans des conditions de désaccord des vitesses de phase.

## IV.2.2 Résultats expérimentaux

- **Analyse de l'efficacité de conversion**

Dans un premier temps, la puissance de l'onde à la fréquence double (532 nm) a été relevée en fonction de la puissance de pompe couplée dans la fibre (1064 nm). La figure IV.5 présente les résultats obtenus pour les trois fibres testées. Les barres d'erreur tiennent compte essentiellement de l'incertitude de la mesure du signal harmonique sur l'oscilloscope (fluctuation du signal).



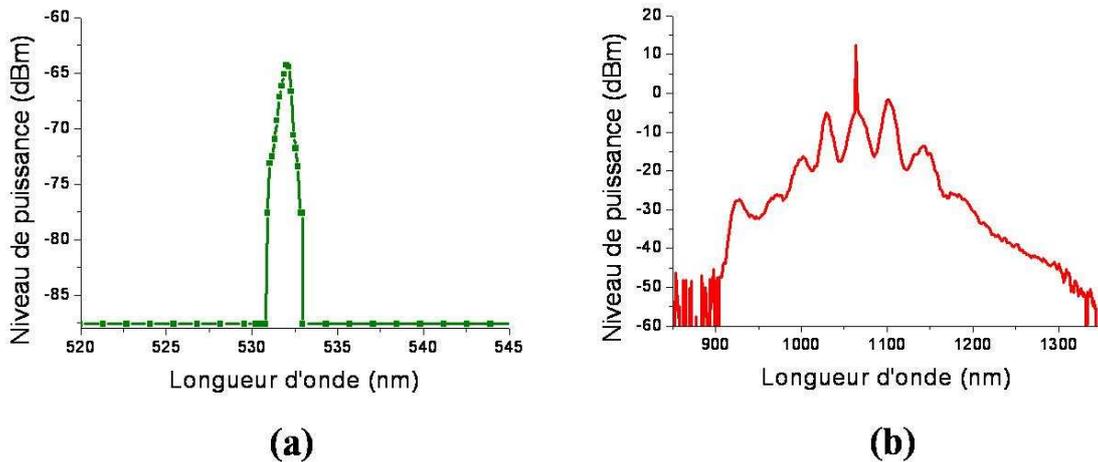
**Figure IV.5 :** Comparaison des efficacités de conversion au second harmonique pour les fibres A (représentée par des triangles rouges,  $Y/X=1,95$ ), B (représentée par des carrés bleus,  $Y/X=2,03$ ) et C (représentée par des ronds verts,  $Y/X=2,4$ ) tracées en échelle logarithmique ( $Y/X$  représente le coefficient directeur des droites) ( $L_{\text{fibre}} \sim 30$  cm)

Ces trois évolutions linéaires sont représentées en échelle logarithmique. Le coefficient directeur de chaque droite, représentant le logarithme de la puissance à 532 nm en fonction du logarithme de la puissance à 1064 nm, est très proche de 2. Ces évolutions attestent donc de la présence d'un effet de conversion de fréquence de type quadratique. Ce processus ne peut pas être un mélange à quatre ondes à cause du non respect des conditions de conservation de l'énergie. Par conséquent la présence d'une non-linéarité du second ordre dans ces fibres microstructurées pure silice semble être une hypothèse plausible. De plus, le modèle employé par Österberg et Margulis [OST-86] pour expliquer la génération de second harmonique dans des fibres standard dopées au germanium n'est, dans ce cas, pas applicable. Le processus mis en jeu est de nature différente car il n'y a pas d'évolution du signal à la fréquence double en fonction du temps. Une explication détaillée sur l'origine du phénomène est décrite ultérieurement.

- **Analyse spectrale**

Nous avons également relevé les spectres autour de 532 nm pour les deux fibres fortement biréfringentes. L'analyse spectrale du signal présenté à la figure IV.6(a) se réfère à la fibre A. On distingue une unique raie à 532 nm qui correspond bien à la moitié de la longueur d'onde de pompe. L'onde infrarouge, se propageant simultanément en régime de dispersion anormal, s'élargit par

instabilités de modulation scalaires (Figure IV.6(b)). L'élargissement spectral limité de l'onde de pompe permet d'exclure un éventuel effet de triplage de fréquence à partir d'une onde infrarouge. La puissance moyenne du signal converti à la fréquence double est de l'ordre de 0,37 nW (-64,24 dBm), ce qui est très faible au regard de la puissance de pompe couplée dans la fibre (17,3 mW ; + 12,4 dBm). L'efficacité de conversion  $P_{2\omega}/P_{\omega}$  avoisine les  $2,1 \cdot 10^{-8}$ .



**Figure IV.6** : Evolutions spectrales des ondes (a) harmonique et (b) de pompe, relevées en sortie de la fibre A  
 ( $P_{pompe} = 17,3 \text{ mW}$ ,  $P_{SH} = 0,37 \text{ nW}$ ,  $L_{fibre} = 29,3 \text{ cm}$ )

La même analyse du signal visible (Figure IV.7(a)) et du signal infrarouge (Figure IV.7(b)) a été réalisée pour la fibre B. Dans ce cas, la puissance moyenne de l'onde convertie à la fréquence double est de l'ordre de 4,19 nW (-53,78 dBm) et l'efficacité de conversion  $P_{2\omega}/P_{\omega}$  vaut  $2,6 \cdot 10^{-7}$ . Cette fibre permet de gagner un ordre de grandeur sur l'efficacité de conversion du signal à la fréquence double. Afin de trouver l'origine de cette différence, nous avons comparé l'ensemble des paramètres pouvant contribuer à la conversion de fréquence. Cette comparaison est présentée dans le tableau IV.4.

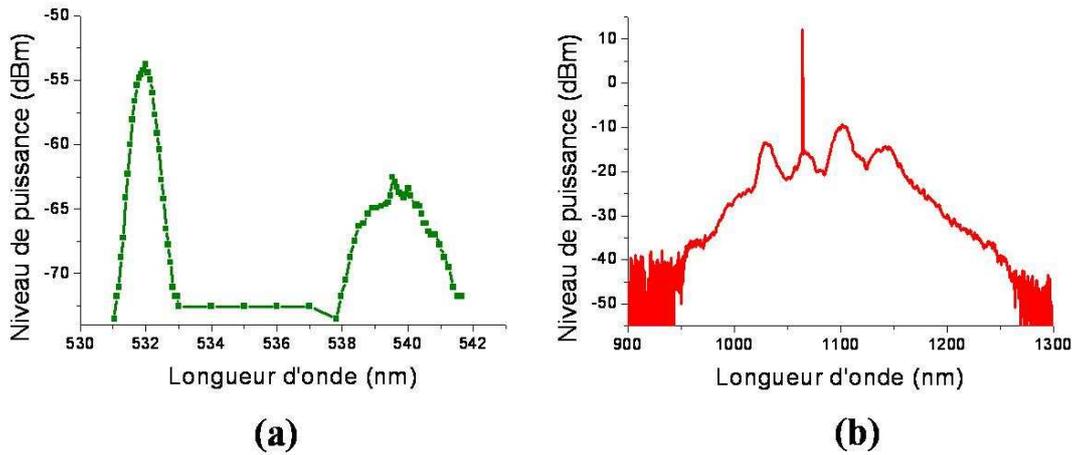
Fibre	Puissance infrarouge injectée (mW)	Longueur de fibre (cm)	Surface du mode à 1064 nm ( $\mu\text{m}^2$ )	Pertes à 532 nm (dB/km)	Efficacité de conversion
A	17,3	29,3	5,1	20	$2,1 \cdot 10^{-8}$
B	16,1	29,5	3,6	996	$2,6 \cdot 10^{-7}$

**Tableau IV.4** : Comparaison de plusieurs paramètres expérimentaux entre les fibres A et B

A la vue des différents paramètres expérimentaux pouvant contribuer à la génération de second harmonique dans une fibre optique, nous constatons que les fibres *A* et *B* se distinguent par leurs pertes et par la surface du mode à la longueur d'onde fondamentale. Sur 30 cm de fibre, les pertes pour la fibre *A* sont de seulement  $6,6 \cdot 10^{-3}$  dB et de 0,33 dB pour la fibre *B*. Ce seul paramètre ne permet pas d'expliquer la différence du niveau de conversion à la fréquence double.

Par ailleurs, nous constatons que la surface du mode à 1064 nm pour la fibre *B* est plus faible d'un facteur 1,4 en terme de surface. La densité spectrale de puissance est alors augmentée du même rapport et une conversion au second harmonique 12,4 fois ( $2,6 \cdot 10^{-7} / 2,1 \cdot 10^{-8}$ ) plus importante est susceptible d'être obtenue pour la fibre *B*. La différence majeure en terme de conversion de fréquence entre les deux guides peut donc être expliquée par un effet de confinement du champ électromagnétique.

Au-delà du taux de conversion, on peut distinguer sur le spectre visible de la fibre *B* une raie autour de 540 nm en plus de la raie à la fréquence double (Figure IV.7(a)). Son amplitude est environ 10 dB inférieure à la raie à 532 nm. Sa présence ne peut donc pas être induite par un effet non-linéaire issu de l'onde harmonique qui est elle-même très faible. De plus, aucune onde réciproque située en dessous de l'onde à 532 nm n'est observée éliminant la potentialité d'un effet d'instabilités de modulation. Dans ces conditions, nous avons émis l'hypothèse que cette radiation à 540 nm pouvait être induite par un effet de doublage de fréquence en régime non colinéaire entre le mode fondamental  $LP_{01}$  et un mode de gaine. La longueur d'onde double convertie (1080 nm) correspond à une radiation engendrée par un effet d'instabilités de modulation dans la partie du spectre infrarouge (Figure IV.7(b)). Cet accord de phase particulier permet d'obtenir une conversion mesurable malgré la très faible intensité de l'onde fondamentale qui se situe 20 dB en dessous de la pompe principale à 1064 nm. Afin de mieux caractériser cette génération de fréquence, nous avons réalisé l'étude modale du rayonnement visible.



**Figure IV.7 :** Evolutions spectrales des ondes (a) harmonique et (b) de pompe, relevées en sortie de la fibre B  
 ( $L_{\text{fibre}} = 29,5 \text{ cm}$ ,  $P_{\text{pompe}} = 16,1 \text{ mW}$ )

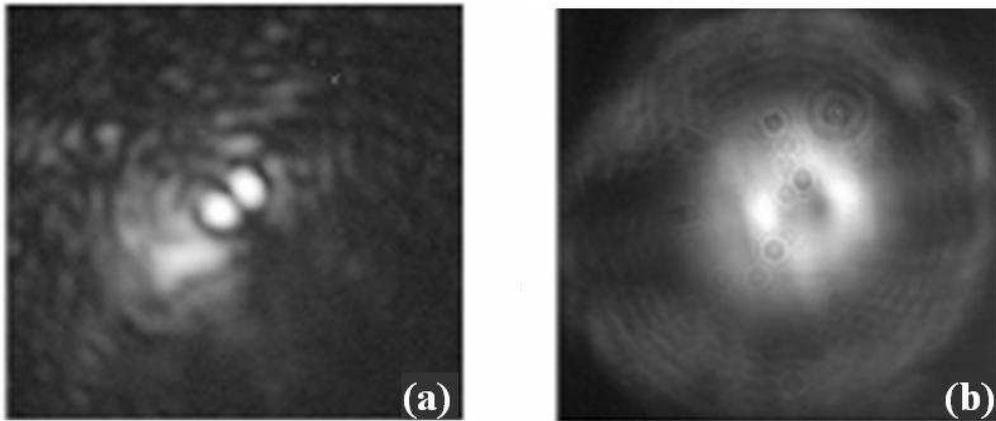
- **Analyse modale**

Afin de mieux appréhender le mécanisme non-linéaire à l'origine de la conversion de fréquence, il est indispensable d'obtenir des informations concernant la répartition transverse du mode permettant la propagation de l'onde harmonique ainsi que sa localisation dans le guide. De ce fait, une analyse spatiale a été réalisée grâce à une caméra très bas flux refroidie par air à  $-100^{\circ}\text{C}$ . Nous avons réalisé l'image de la face de sortie de la fibre afin d'obtenir la répartition spatiale de l'énergie se propageant dans le guide (champ proche Figure IV.8(a)). Cette étude a été réalisée uniquement sur la fibre B qui présente une conversion double dans le visible. Une grande partie du signal est située dans le cœur du guide et semble se propager sur le mode  $\text{LP}_{11}$ . Cette première constatation permet de confirmer un effet de conversion de fréquence de type colinéaire sur un mode guidé. Bien que la puissance de pompe à 1064 nm ait été couplée sur le mode fondamental  $\text{LP}_{01}$ , l'onde à la fréquence double est engendrée avec une conversion modale que nous n'expliquons pas. Aucun accord des vitesses de phase entre ces modes n'est possible pour la génération de second harmonique.

Nous constatons également qu'une partie de l'énergie visible se propage dans la gaine microstructurée (Figure IV.8). Ceci peut être dû à une conversion de fréquence par accord de phase entre un mode de cœur et un mode de gaine. Ce phénomène de conversion de fréquence non colinéaire a déjà été observé dans les guides et dans les fibres et est connu sous le nom d'effet Čerenkov [CHI-90,CHI-92]. La répartition spatiale de l'énergie dans le champ lointain permet de faire les mêmes constatations (Figure IV.8(b)). En effet, un anneau extérieur est clairement visible

et permet de confirmer la propagation d'une partie de l'énergie visible sur un mode de gaine tandis que le reste de l'onde à la fréquence double se propage sur le mode guidé présentant deux lobes.

Au-delà de l'identification de la population modale, nous avons cherché à savoir si chacune des radiations à 532 nm et 540 nm pouvaient se propager différemment, c'est-à-dire si une radiation était guidée dans le cœur et l'autre dans la gaine. Pour cela, nous avons introduit un filtre interférentiel à 532 nm devant la camera afin d'obtenir une image monochromatique. Néanmoins, à cause des pertes et des distorsions introduites par le filtre, aucune image exploitable n'a pu être obtenue.



**Figure IV.8** : Analyse modale dans la région du visible pour la fibre B (a) en champ proche et (b) en champ lointain

- **Origine du second harmonique**

L'origine de cette conversion non-linéaire quadratique est différente de ce qui avait été reporté par Österberg et Margulis en 1987 dans des fibres optiques standard dopées au germanium [OST-86]. En effet, dans notre cas, nous n'observons aucune évolution du signal de second harmonique en fonction du temps. Cela permet d'exclure l'hypothèse d'un déplacement de charges dans le cœur de la fibre, ainsi qu'un « poling optique » qui entraînerait la mise en place d'un processus d'ordre deux par quasi-accord de phase. De plus, dans le cas des fibres pure silice, le signal quadratique ne peut pas provenir de la contribution des dopants.

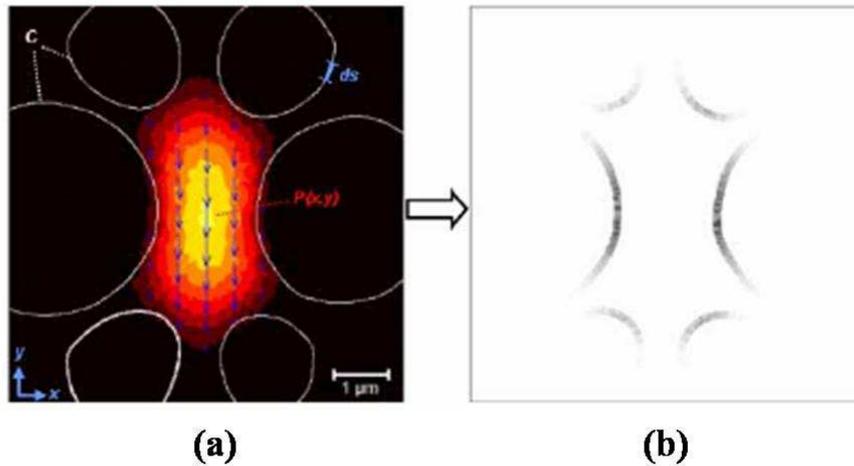
En comparant nos expériences avec celles précédemment publiées, on constate que l'efficacité de conversion que nous avons obtenue est faible. Le signal observé semblerait donc provenir d'une somme incohérente de plusieurs générations au second harmonique localisées aux interfaces air-silice (transition cœur-gaine). En raison de la rupture de symétrie à ces interfaces, un effet dipolaire peut s'installer et induire une conversion de fréquence localisée [BLO-68]. Le signal est, dans ce cas, obtenu en régime de fort désaccord des vitesses de phase. En plus de cette contribution

dipolaire, un effet quadrupolaire relatif à l'évolution rapide du profil transverse de l'onde de pompe guidée pourrait également améliorer cette conversion de fréquence [BRO-65]. En raison de la transition abrupte entre l'air et la silice, ce phénomène prendrait place au voisinage de l'interface cœur-gaine. Cependant, sa contribution à la génération d'un signal quadratique semble être beaucoup moins importante que l'effet dipolaire [BRO-65,PER-63].

Etant donné que la génération de second harmonique dans ces fibres microstructurées pure silice semble provenir de la rupture de symétrie abrupte aux interfaces air-verre, il est essentiel d'évaluer la contribution des faces d'entrée et de sortie du guide. Pour cela, nous avons comparé le carré de la puissance au fondamental se propageant tout au long de la fibre au voisinage des interfaces avec le carré de la puissance optique au niveau de la face d'entrée de la fibre. Pour cela, nous avons déterminé la quantité suivante à la longueur d'onde de pompe :

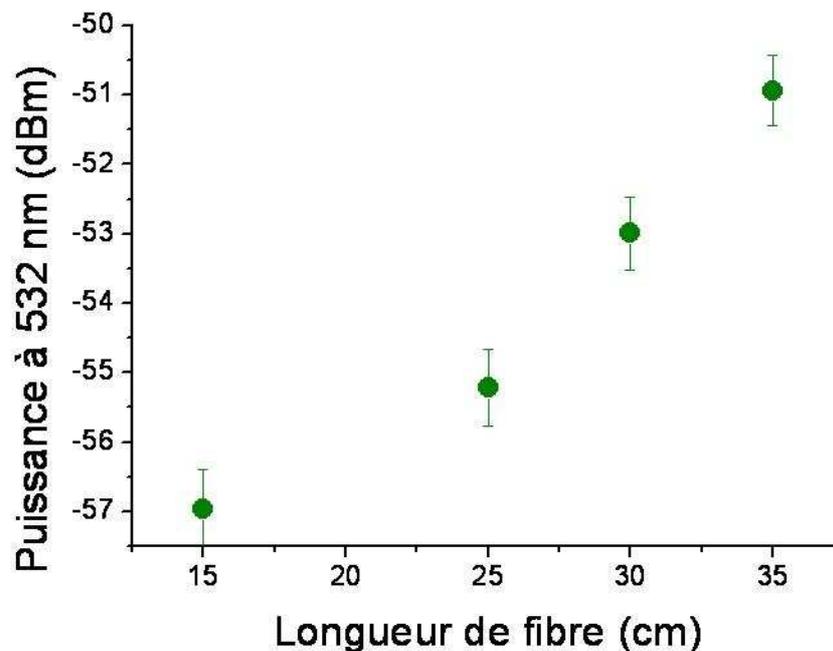
$$\rho = \frac{\int P^2(x, y) ds}{\iint_S P^2(x, y) dx dy} \times L \quad \text{[IV.1]}$$

avec  $P(x, y)$  la distribution de puissance du mode fondamental calculée par la méthode des éléments finis (en considérant que l'onde de pompe se propage sur le mode  $LP_{01}$ ),  $C$  l'ensemble des interfaces air-silice,  $S$  la surface du cœur de la fibre,  $s$  la coordonnée curviligne décrivant  $C$ ,  $x$  et  $y$  les coordonnées cartésiennes (Figure IV.9(a)).  $L$  représente la longueur de propagation (30 cm). La figure IV.9(b) représente alors le recouvrement transversal du mode  $LP_{01}$  à 1064 nm avec les interfaces air-silice et illustre ainsi le coefficient  $\rho$ . La valeur obtenue pour la fibre  $B$  est  $\rho = 4.10^5$ . Ce calcul nous permet de montrer que la contribution potentielle des interfaces cœur-gaine tout au long de la propagation est beaucoup plus importante que la contribution des faces d'entrée et de sortie du guide.



**Figure IV.9** : Recouvrement du mode fondamental à la longueur d'onde de pompe avec les interfaces air-silice, dans le cas de la fibre *B*.  $P(x,y)$  est déterminé par la méthode des éléments finis

Par ailleurs, nous avons relevé la puissance au second harmonique en fonction de la longueur de fibre (Figure IV.10). Cette expérience a été réalisée pour la fibre *B* et pour des longueurs inférieures à 40 cm. Au-delà de cette longueur, nous ne pouvons pas exclure une contribution liée à des effets non-linéaires d'ordre trois constituant progressivement un supercontinuum. Nous constatons une évolution du signal lorsque la longueur du guide augmente, ce qui est en adéquation avec une génération obtenue par somme incohérente de plusieurs processus au second harmonique localisés. Cependant, le fort taux d'erreur et le nombre de points de mesure limité ne permettent pas d'en déduire une loi précise de cette évolution.



**Figure IV.10** : Evolution du signal de second harmonique en fonction de la longueur de fibre ( $P_{pompe} = 27$  mW)

### *IV.2.3 Conclusion sur la génération de second harmonique dans des fibres optiques microstructurées pure silice*

Nous avons mis en évidence la présence d'une conversion non-linéaire quadratique dans trois fibres optiques microstructurées composées uniquement d'air et de silice. Les efficacités de conversion obtenues sont faibles ( $10^{-8}$ - $10^{-7}$ ). L'origine de cette génération semble provenir d'un effet dipolaire localisé aux interfaces air-silice. Un effet de génération de second harmonique est alors possible. Cette conversion fréquentielle est réalisée en régime de fort désaccord en phase et correspond à une somme incohérente d'ondes à l'harmonique deux. Nous avons également observé la présence d'un signal situé autour de 540 nm dans une des fibres sous test. Ce signal semble provenir d'un accord de phase particulier de type Čerenkov entre un mode de cœur et un mode de gaine. La génération de second harmonique proviendrait de la conversion d'une onde Stokes infrarouge située près de la pompe et générée par instabilités de modulation.

## *IV.3 Continuum visible induit par la génération de second harmonique dans une fibre dopée au germanium*

### *IV.3.1 Analyse du processus sur un guide microstructuré*

#### *IV.3.1.1 Introduction - Méthode de double pompage*

Dans le premier chapitre, nous avons affirmé que les fibres optiques composées de silice ne pouvaient pas permettre la génération de second harmonique en raison de la centrosymétrie du matériau. Cependant, en 1986, Österberg et Margulis démontrent la mise en place d'un rayonnement à la fréquence double dans des fibres optiques dopées au germanium et au phosphore [OST-86]. Après plusieurs heures d'illumination, le taux de génération sature avec une conversion maximale proche de 5 %. Le premier effet à l'origine de cette conversion de fréquence est un effet de surface au voisinage de la transition cœur-gaine qui permet la mise en place, grâce à des

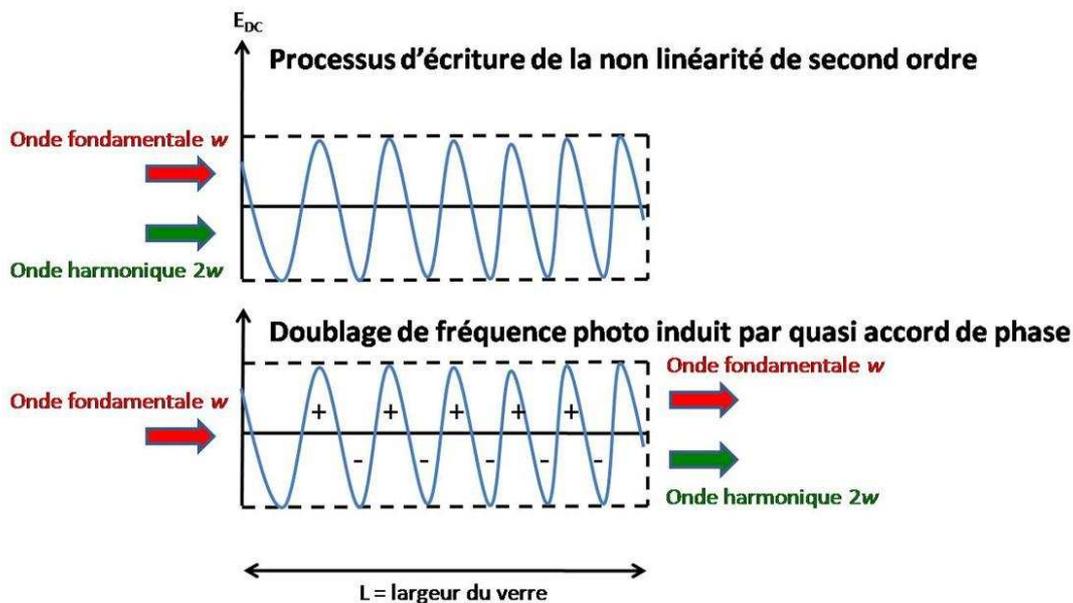
biréfringences locales, d'un effet quadratique. Grâce à cela, un faible taux de conversion peut être obtenu spontanément. Le second phénomène, permettant l'exacerbation de la conversion à la fréquence double est un effet de marquage, également appelé « poling » optique. Lorsque l'onde de pompe et l'onde harmonique (générée spontanément dans le cas d'Österberg et Margulis) se propagent simultanément dans le guide optique, on obtient un battement entre les deux ondes et, par l'intermédiaire d'un processus non-linéaire d'ordre trois, une polarisation statique spontanée s'instaure. Elle est décrite par l'expression :

$$P_{DC} = \frac{3\epsilon_0}{4} \text{Re} \left[ \chi^{(3)} E_p E_p E_{SH} e^{i\Delta k_p z} \right] \quad [\text{IV.2}]$$

avec  $E_p$  le champ relatif à l'onde de pompe à la fréquence  $\omega_p$ ,  $E_{SH}$  le champ relatif à l'onde harmonique à la fréquence  $2\omega_p$  et  $\Delta k_p$  le coefficient d'accord de phase exprimé par :

$$\Delta k_p = \frac{\omega_p \left[ n(2\omega_p) - 2n(\omega_p) \right]}{c} \quad [\text{IV.3}]$$

La polarisation  $P_{DC}$  induit un champ électrique statique  $E_{DC}$  dont la polarisation varie périodiquement le long de la fibre avec une période de  $2\pi/\Delta k_p$  (environ 30  $\mu\text{m}$  pour une pompe à 1064 nm). Ce champ induit alors un déplacement des charges électriques créant ainsi un réseau périodique de dipôles (processus d'écriture). Un tel déplacement de charges permet de rompre la symétrie du matériau et de générer un processus d'ordre deux en régime de quasi-accord de phase (Figure IV.11). Pour lire cette non-linéarité, seule l'onde de pompe à la longueur d'onde fondamentale est envoyée dans le matériau. Une onde à la fréquence double est alors engendrée (processus de lecture).



**Figure IV.11** : Représentation schématique du processus de « poling » optique

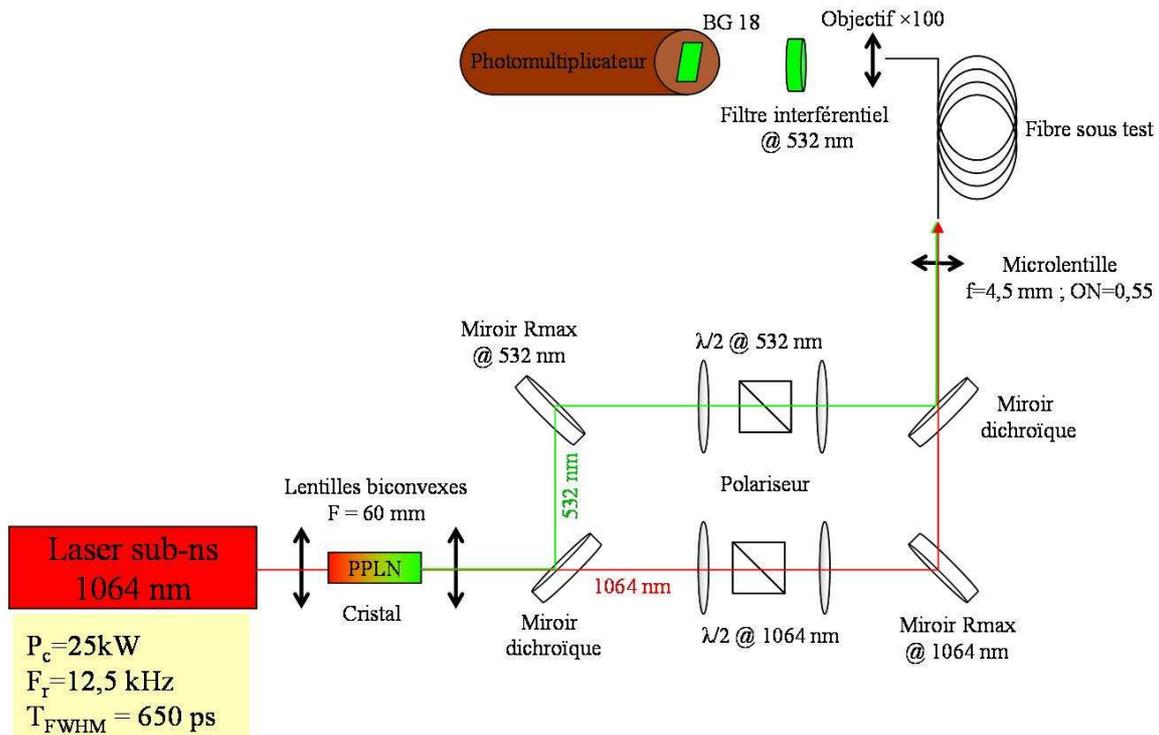
Hormis les 5 % d'efficacité obtenus par Österberg et Margulis, les taux de conversion recensés dans la littérature restent faibles (0,3 % - 1,5 %) [DIA-94,FAR-87,SAI-88,STO-87]. Les fibres dopées au germanium possèdent une photosensibilité accrue et sont de très bonnes candidates pour ce type de processus [ESS-99].

Il est important de noter que cet effet de « poling » optique a été largement étudié dans le passé. Plusieurs caractéristiques importantes comme la cohérence du signal au second harmonique et la limitation de la conversion non-linéaire à cause de l'automodulation de phase subie par l'onde fondamentale ont été étudiées [CER-98,EHR-92]. Le processus de déplacement des charges a également suscité un grand intérêt. Plusieurs études ont montré l'implication de la polarisation du champ optique dans l'effet du « poling » [MIZ-90]. Néanmoins, aucune modification réelle de l'indice du cœur de la fibre lors du processus de marquage non-linéaire n'a été mise en lumière. La génération de second harmonique dans les fibres a également été utilisée afin de réaliser un système de caractérisation temporelle d'impulsions optiques et pour pomper un laser à colorant [OST-88,OST-86]. Cependant, aucune démonstration de l'implication d'un effet non-linéaire du second ordre dans la formation d'un continuum de lumière n'a été rapportée.

On peut distinguer plusieurs techniques de « poling » permettant d'augmenter le coefficient non-linéaire d'ordre deux dans les fibres. Le « poling » électrique [MYE-95], le « poling » thermique [MYE-91,MYE-93] ou encore le « poling » UV [FUJ-94]. Notre étude sera basée sur le « poling » optique, car contrairement aux autres techniques, elle est très facile à mettre en place.

Dans un premier temps, nous allons étudier l'effet de « poling » optique dans une fibre microstructurée particulière, six fois plus dopée que les fibres standard dopées au germanium. Dans un second temps, nous montrerons que la génération d'une onde au second harmonique permet d'initier la formation d'un spectre large bande dans la région visible.

#### IV.3.1.2 Montage expérimental

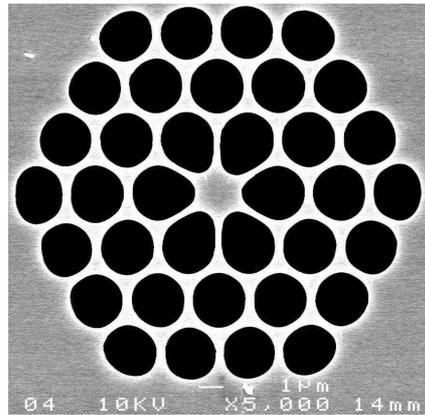


**Figure IV.12** : Montage expérimental pour la mise en place d'un processus de « poling » optique

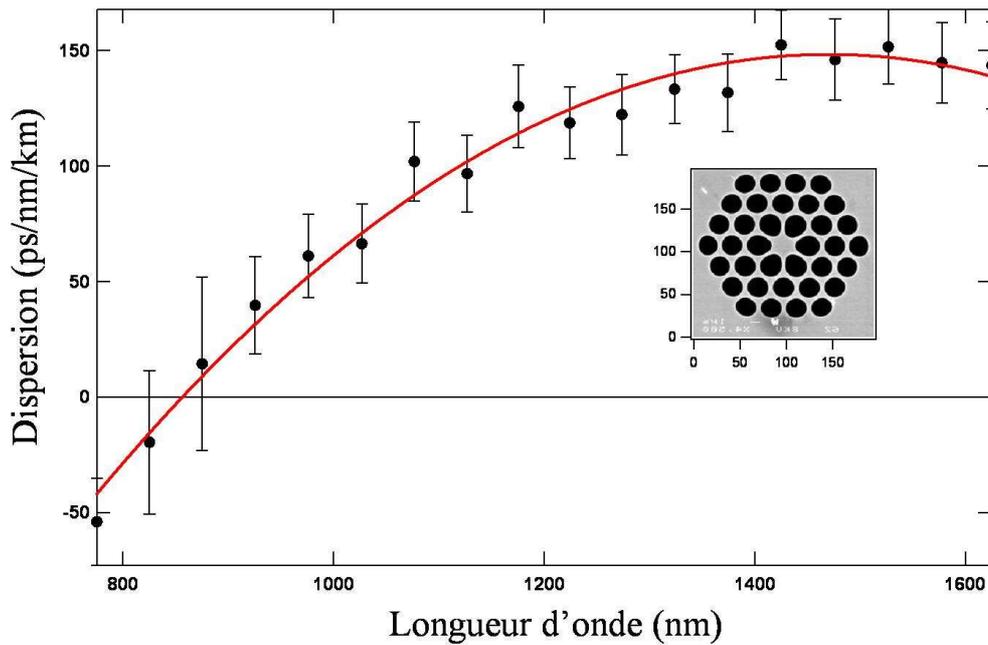
Le montage expérimental utilisé pour la mise en place d'un « poling » optique est présenté sur la figure IV.12. La source de pompe est un laser microchip Nd:YAG délivrant des impulsions de 650 ps linéairement polarisées à 1064 nm. La fréquence de répétition est de 12,5 kHz et la puissance crête des impulsions est de 25 kW. La radiation infrarouge est focalisée dans un cristal de PPLN (« Periodically Poled Lithium Niobate ») afin de convertir une partie de sa puissance au second harmonique. L'efficacité de conversion est de l'ordre de 40 %, permettant d'obtenir des impulsions de 460 ps à 532 nm. Les deux radiations sont ensuite séparées spatialement par un miroir dichroïque et renvoyées séparément sur les bras d'un interféromètre Mach-Zehnder. L'association de lames demi-onde et de polariseurs permet de contrôler la puissance et l'orientation du vecteur polarisation pour chaque faisceau. Pour assurer une bonne efficacité du processus, les vecteurs polarisation des deux pompes sont alignés dans la même direction. Un second miroir dichroïque permet alors de recombinaison des deux radiations afin de les injecter simultanément dans la

fibre sous test. Finalement, deux filtres verts (interférentiel et passe-bas à 800 nm) et un photomultiplicateur sont utilisés pour mesurer l'efficacité de conversion au second harmonique obtenue dans la fibre.

La fibre sous test dopée au germanium a été conçue par DRAKA-Comteq. La figure IV.13 présente la section transverse du guide. C'est une fibre microstructurée fortement non-linéaire. La quantité de dopant dans le cœur du guide est de 22,8 % molaire, ce qui correspond à une différence d'indice entre la silice et la silice dopée germanium de  $32.10^{-3}$ . Le diamètre des trous est de  $2,1 \mu\text{m}$  avec un espacement moyen centre à centre de  $2,3 \mu\text{m}$ . La forte proportion d'air ( $d/\Lambda = 0,9$ ) ainsi que la faible dimension de cœur ( $1,8 \mu\text{m}$ ) permet un décalage de la longueur d'onde de zéro de dispersion du mode fondamental autour de 875 nm (Figure IV.14). Cette fibre est spatialement multimodale à 1064 nm et à 532 nm.



**Figure IV.13** : Image MEB de la section transverse de la fibre dopée au germanium



**Figure IV.14** : Courbe de dispersion mesurée et image MEB de la fibre sous test dans les expériences de « poling » optique (mesure effectuée au laboratoire PHLAM à Lille)

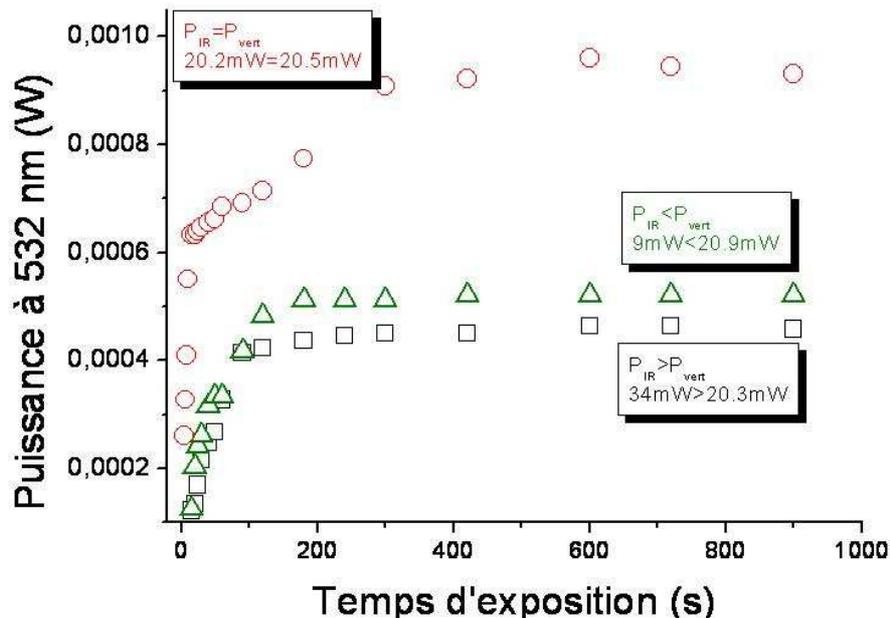
### IV.3.1.3 Résultats expérimentaux

#### IV.3.1.3.1 Génération de second harmonique par « poling » optique

Dans un premier temps, nous avons étudié les phases de lecture et d'écriture concernant la technique de « poling » optique. L'échantillon de fibre sous test est court (environ 40 cm) afin d'éviter la mise en place d'effets non-linéaires pouvant engendrer des conversions de fréquence dans le domaine visible par la non-linéarité d'ordre trois. Un couplage sélectif des puissances infrarouge et visible nous permet d'exciter uniquement le mode fondamental aux deux longueurs d'onde.

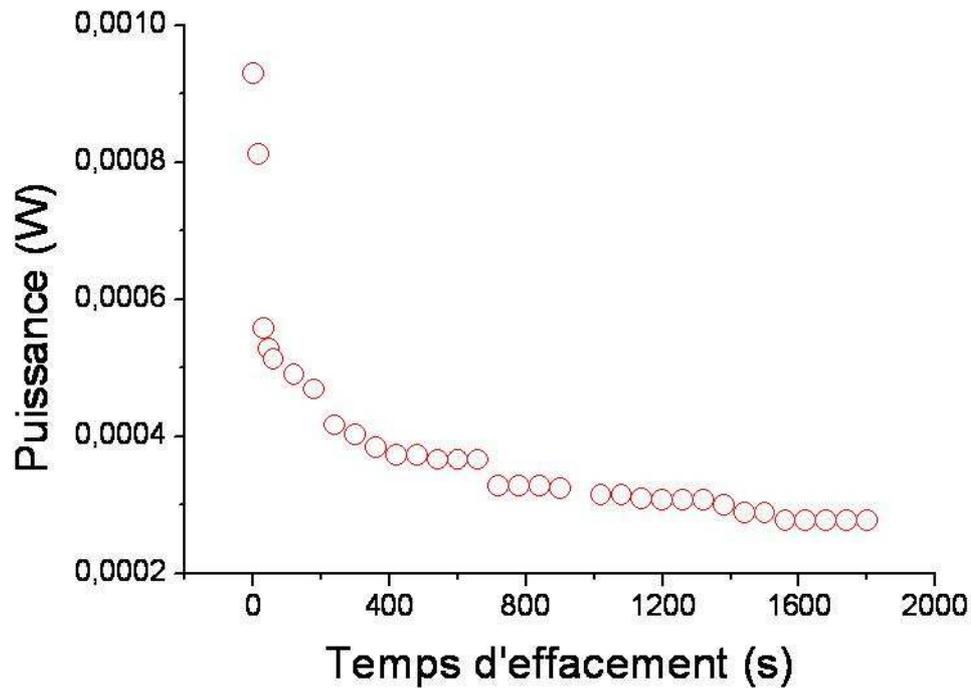
Afin de tracer l'évolution du taux de génération de second harmonique en fonction du temps d'exposition, nous alternons les phases d'écriture et de lecture. La phase d'écriture consiste à envoyer simultanément dans la fibre les radiations à 532 nm et 1064 nm. Au bout d'un certain temps d'irradiation fixé (par exemple 10 secondes), on coupe l'onde à 532 nm puis on mesure le taux de conversion (2 secondes). Trois courbes ont été obtenues pour trois combinaisons différentes de puissances injectées (Figure IV.15). Comme décrit dans la littérature, l'efficacité de conversion dépend des puissances relatives entre l'onde de pompe infrarouge et l'onde au second harmonique.

Dans notre cas, le taux maximal de conversion est obtenu lorsque les puissances couplées dans le guide sont quasi-identiques ( $P_{\omega} = 20,2 \text{ mW}$ ,  $P_{2\omega} = 20,5 \text{ mW}$ ). Ce résultat était assez facilement prévisible aux vues des absorptions quasi-identiques des deux radiations dans la silice. L'évolution du taux de conversion suit typiquement une courbe croissante et atteint un effet de saturation après 100 secondes d'exposition. Le taux de conversion maximal est d'environ 4,8 % ( $P_{2\omega}$  en sortie =  $9,6 \cdot 10^{-4} \text{ W}$ ), ce qui est proche des valeurs obtenues par Österberg et Margulis.



**Figure IV.15 :** Processus d'écriture lors du « poling » optique : évolution de la puissance à 532 nm en fonction du temps d'exposition

La phase de lecture consiste à couper la radiation de pompe à 532 nm puis à relever la puissance moyenne de second harmonique générée dans le guide en fonction du temps d'exposition (Figure IV.16). Cette étude a été réalisée pour une puissance de pompe moyenne infrarouge égale à 20,2 mW. On constate une diminution de la puissance à 532 nm en fonction du temps, ce qui traduit un effacement progressif du réseau photo-inscrit. Après 1200 secondes, la puissance au second harmonique atteint une valeur résiduelle non nulle, égale à 30 % de la valeur maximale. Cet effacement est dû à la modification de la différence de phase entre les ondes infrarouge et verte entre le processus d'écriture et le processus de lecture [MAR-89].



**Figure IV.16** : Processus de lecture lors du « poling » optique : évolution de la puissance à 532 nm en fonction du temps d'effacement ( $P_{pompe} = 20,2$  mW)

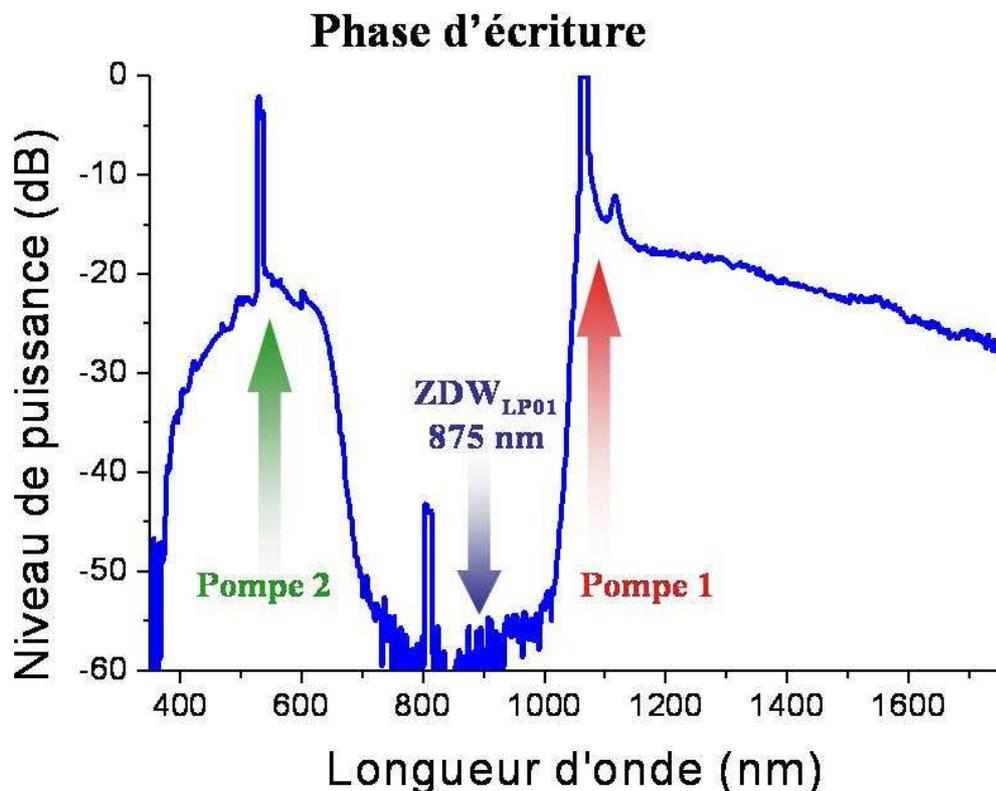
#### IV.3.1.3.2 Génération de supercontinuum dans le visible

- **Analyse spectrale**

Après l'étude du phénomène d'inscription, nous avons mis en évidence, en collaboration avec Vincent Tombelaine, la génération d'un supercontinuum dans la région du visible grâce à l'implication de l'onde harmonique à 532 nm. Pour réaliser cette expérience, nous avons repris une méthode de double pompage déjà développée précédemment [CHA-04]. Elle consiste à injecter dans une fibre microstructurée deux ondes de pompe situées de part et d'autre de la longueur d'onde de dispersion nulle. Il est alors possible d'obtenir un élargissement spectral dans l'infrarouge et dans le visible. Le spectre infrarouge est alimenté par une propagation solitonique et un autodécalage de ces solitons grâce au gain Raman. Le spectre visible est obtenu grâce à la modulation mutuelle de phase du spectre infrarouge sur la seconde onde de pompe. Ce schéma particulier a été testé avec deux radiations situées à 1064 nm et 532 nm. Un spectre visible dont la largeur est uniquement due à l'onde de pompe infrarouge a été obtenu. Sa densité spectrale de puissance est alors directement liée à la puissance de l'onde visible (532nm).

Dans notre cas, nous allons reproduire cette expérience mais dans une fibre dopée au germanium pour obtenir une seconde onde de pompe directement dans le guide par génération de

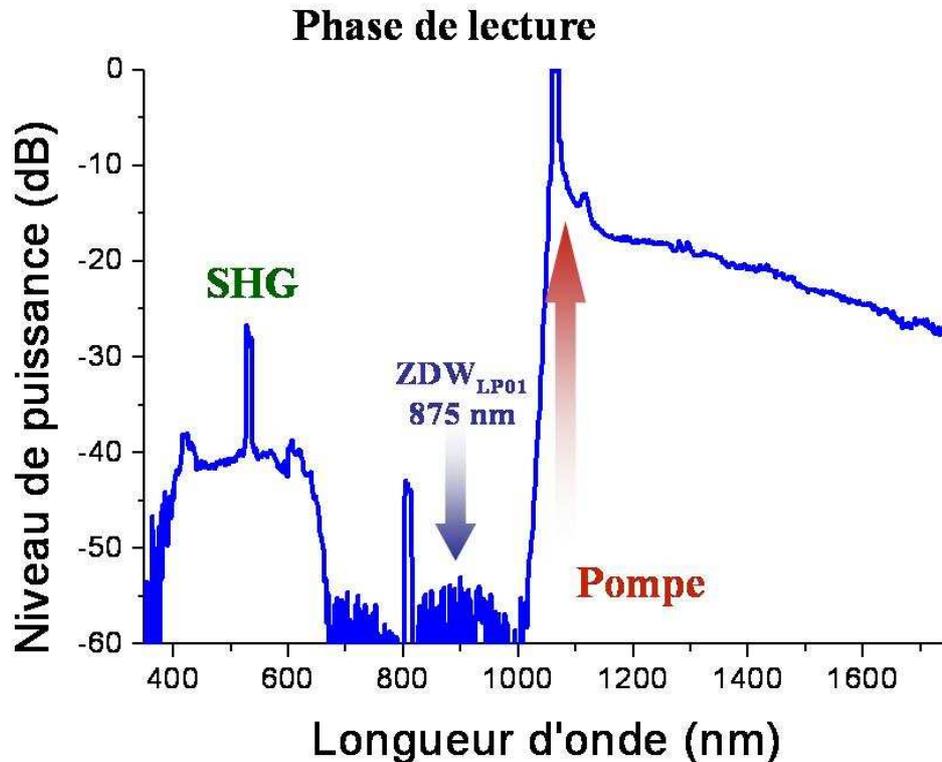
second harmonique. L'expérience a été réalisée sur 4 m de fibre afin d'engendrer un élargissement spectral important. Le processus d'écriture s'effectue dans les mêmes conditions que précédemment, c'est-à-dire avec des puissances de pompe moyennes couplées dans le guide quasiment équivalentes ( $P_{\omega}=20,2$  mW et  $P_{2\omega}=20,5$  mW). Lors de cette phase d'écriture, on constate tout d'abord un élargissement spectral dans le domaine infrarouge grâce aux effets solitoniques et à l'autodécalage Raman. L'énergie à 532 nm est ensuite modulée par le spectre infrarouge ce qui permet d'élargir le spectre de part et d'autre de la pompe verte (Figure IV.17). La durée de cette phase d'écriture est d'environ 10 minutes afin d'atteindre le régime de saturation. De la même manière que précédemment, les deux ondes sont couplées sur le mode fondamental de la fibre avec des polarisations colinéaires.



**Figure IV.17** : Spectre de puissance mesuré lors de la phase d'écriture de la non-linéarité d'ordre deux

Dans un second temps, nous avons réalisé le processus de lecture en n'injectant que la pompe infrarouge dans la fibre microstructurée. Le spectre de sortie est mesuré juste après avoir coupé l'onde de pompe verte. On constate la présence d'un supercontinuum infrarouge généré par autodécalage Raman et effets solitoniques à partir de la pompe à 1064 nm. Un spectre visible s'étalant sur 250 nm de bande est également initié par la génération de second harmonique obtenue directement dans le guide microstructuré (Figure IV.18). La modulation mutuelle de phase du

spectre infrarouge sur la radiation verte permet cet élargissement, de manière identique au schéma obtenu en double pompage. Cependant, le niveau de puissance est considérablement diminué d'environ 16 dB (ce qui représente une densité de puissance maximale de  $4 \mu\text{W}/\text{nm}$ ).

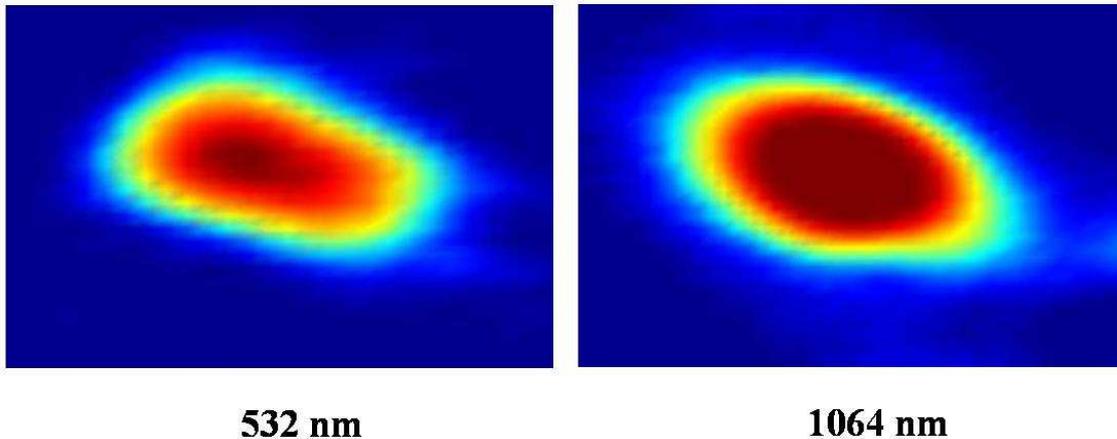


**Figure IV.18** : Spectre de puissance mesuré lors de la phase de lecture de la non-linéarité d'ordre deux (pompage unique à 1064 nm)

- **Analyse modale**

Afin de compléter cette étude, nous avons réalisé une analyse modale en sortie de fibre. Les spectres infrarouge et visible se propagent sur le même mode fondamental  $LP_{01}$  (Figure IV.19). Cela semble, à première vue, tout à fait logique. Néanmoins, plusieurs résultats publiés précédemment montraient une évolution dans le temps du mode transverse se propageant à la fréquence double [OST-91]. Cet effet de filtrage spatial était dû à l'évolution progressive du « poling » optique obtenu spontanément dans la fibre. En effet, le déplacement des charges électroniques est induit suivant la direction de polarisation du champ optique et impose alors un recouvrement spatial plus avantageux avec le premier mode d'ordre élevé de type  $LP_{11}$  lors de la conversion de fréquence. Dans notre cas, le phénomène de « poling » optique n'est pas obtenu spontanément mais grâce à l'implication de deux ondes de pompe de forte énergie. Le fait d'imposer la propagation de ces deux radiations sur le même mode permet d'obtenir une génération

de second harmonique sur le mode fondamental de la fibre. Le spectre visible se propage ainsi sur le même mode et aucune évolution dans le temps n'est alors observée.



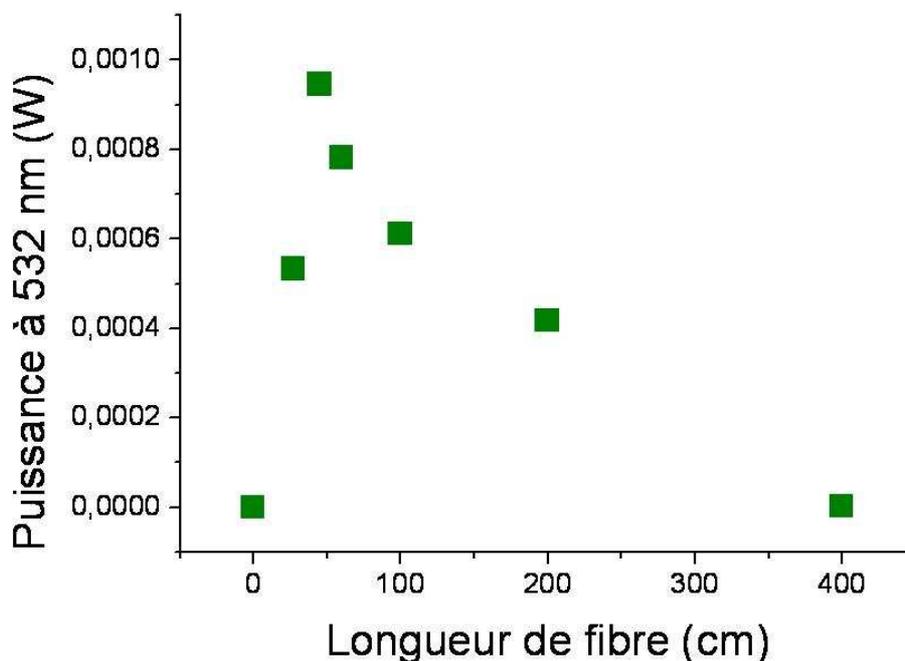
**Figure IV.19** : Images en champ proche des modes à 532 nm et 1064 nm

Ces observations permettent de montrer que l'évolution spatiale observée dans les expériences d'Österberg et de Margulis [OST-91] est obtenue par modification progressive du profil d'indice de la fibre sous l'effet du battement entre les ondes fondamentale et harmonique. Le couplage d'une petite partie de l'onde harmonique sur le mode d'ordre élevé engendre alors une modification du « poling » spontané renforçant alors la propagation de l'onde à la fréquence double sur ce même mode. Le fait d'imposer une propagation spatiale particulière lors du processus de « poling » permet d'imposer la structure modale de l'onde à la fréquence double.

- **Limitation de l'effet de « poling » optique**

Il a déjà été démontré que l'effet de « poling » optique n'était réellement efficace que sur les quarante à cinquante premiers centimètres de la fibre [OST-87]. Afin de vérifier cette information, nous avons réalisé une étude de la puissance au second harmonique (532 nm) en fonction de la longueur de fibre. La figure IV.20 présente les résultats obtenus. On constate une augmentation du signal jusqu'à 45 centimètres de propagation, puis une diminution importante de l'énergie à 532 nm. Plusieurs effets peuvent expliquer ce résultat. Le premier concerne l'arrêt de la conversion à la fréquence double. Il a déjà été rapporté que le processus d'automodulation de phase relatif à l'onde fondamentale limitait la conversion non-linéaire. Une saturation du transfert énergétique vers l'onde harmonique est alors obtenue [EHR-92]. Le second concerne directement l'arrêt de l'inscription de la non-linéarité après quelques dizaines de centimètres de propagation. Ce phénomène peut être dû à l'impact de la différence de vitesse de groupe entre les ondes fondamentale et harmonique. Dans ce cas, une séparation temporelle des deux impulsions assurant

l'effet de « poling » optique est observée. Nous noterons que cette séparation n'est pas possible lors d'un marquage spontané de la fibre. Une autre possibilité permettant l'arrêt de l'effet de « poling » peut être imputée à la diffusion Raman stimulée induisant une forte déplétion de l'onde fondamentale après quelques dizaines de centimètres de propagation. Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons réalisé une étude sur une fibre standard de type HI980 (détails en fin de chapitre). Enfin, la décroissance de la puissance de l'onde à 532 nm peut être expliquée par l'arrêt de la conversion non-linéaire combinée à l'explosion spectrale induite par le continuum infrarouge sur l'onde harmonique (modulation mutuelle de phase). L'énergie à 532 est alors redistribuée pour former un spectre de plus de 250 nm de large.



**Figure IV.20** : Evolution du signal au second harmonique en fonction de la longueur de fibre

#### IV.3.1.4 Conclusion sur la génération de second harmonique par « poling » optique dans une fibre microstructurée

Dans cette partie, nous avons montré que la génération de second harmonique, obtenue dans une fibre microstructurée fortement dopée au germanium pouvait initier la formation d'un continuum visible de plus de 250 nm de large. Cet élargissement est basé sur une excitation simple de la fibre qui a été précédemment « polée » optiquement. Un taux de conversion à la fréquence double proche de 4,8 % a été engendré.

Au-delà de cette démonstration, nous avons montré que la réalisation d'un effet de « poling »

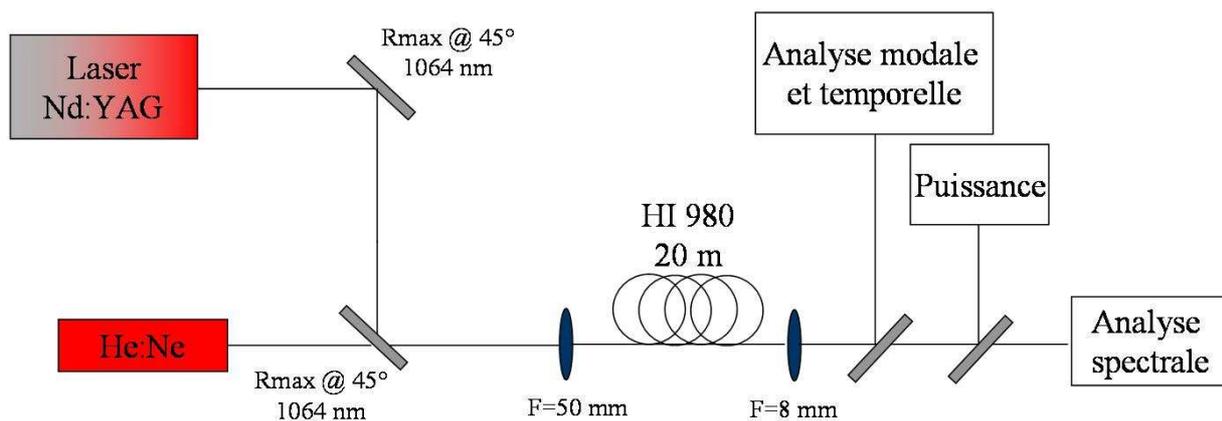
optique utilisant un couplage sélectif des longueurs d'onde de pompe permettait de forcer l'émission d'une onde au second harmonique sur le mode fondamental. Nous avons également émis l'hypothèse que la principale limitation de la mise en place d'un effet de « poling » optique pouvait provenir des effets non-linéaires induisant une déplétion forte de l'onde de pompe.

### IV.3.2 Analyse du processus sur une fibre standard unimodale

#### IV.3.2.1 Introduction

Au-delà du fait que la génération de supercontinuum dans la région du visible pouvait être initiée par un phénomène non-linéaire d'ordre deux dans une fibre microstructurée dopée au germanium, cette construction spectrale n'est pas directement due à la puissance de l'onde au second harmonique. En effet, l'élargissement spectral est clairement induit grâce à la puissance de l'onde infrarouge. Nous allons maintenant essayer de montrer que la génération de second harmonique dans une fibre optique standard unimodale à 1064 nm peut permettre la mise en place de multiples effets non-linéaires d'ordre trois grâce à sa puissance et accroître l'élargissement spectral dans la région 400-800 nm. Nous allons également étudier l'évolution spatiale du mode à la fréquence double et évaluer l'impact de l'effet Raman sur la conversion au second harmonique.

#### IV.3.2.2 Montage expérimental



**Figure IV.21** : Montage expérimental utilisé pour étudier la génération d'un spectre visible à partir d'une génération de second harmonique intra-fibre

Le montage expérimental est présenté sur la figure IV.21. La source de pompe est un laser microchip délivrant des impulsions de 860 ps à 1064 nm. La fréquence de répétition est de 30 kHz.

Ce laser est amplifié afin d'atteindre des puissances crêtes de plus de 400 kW, soit environ 8 W moyen. La polarisation du signal est circulaire. La puissance de pompe est couplée dans la fibre grâce à une transition adiabatique combinée avec un couple de lentilles. La puissance couplée dans la fibre est au maximum de 500 mW, soit environ 20 kW crête. Cette puissance crête est similaire à celle utilisée par Österberg *et al.* en 1987 lors de l'obtention d'une conversion de fréquence au second harmonique [OST-87] et conduit rapidement à une dégradation de l'entrée de la fibre. Dans les expérimentations présentées ci-dessous, la puissance utilisée est de l'ordre de 12 kW crête. La longueur de la fibre est également proche de la longueur utilisée dans les précédentes recherches publiées (20 mètres).

Le guide d'onde sous test est une fibre standard de type CORNING HI980 unimodale à la longueur d'onde de pompe 1064 nm. Le diamètre du cœur est de 4,5  $\mu\text{m}$  et la longueur d'onde de dispersion nulle du mode fondamental se situe à 1,3  $\mu\text{m}$ . Cette fibre présente des pertes linéiques inférieures à 2,5 dB/km à 980 nm.

Nous avons étudié de manière numérique les propriétés linéaires de cette fibre grâce au logiciel COMSOL Multiphysics. Un seul mode transverse linéairement polarisé est présent à 1064 nm. Sa courbe de dispersion chromatique montre une annulation proche de 1,3  $\mu\text{m}$  (Figure IV.22). A 532 nm, quatre structures modales différentes sont alors observées de manière numérique (Figure IV.23). Il est à noter que la longueur d'onde de coupure du mode  $\text{LP}_{02}$  est située à 540 nm tandis que les longueurs d'onde de coupure des autres modes se situent au delà de 700 nm.

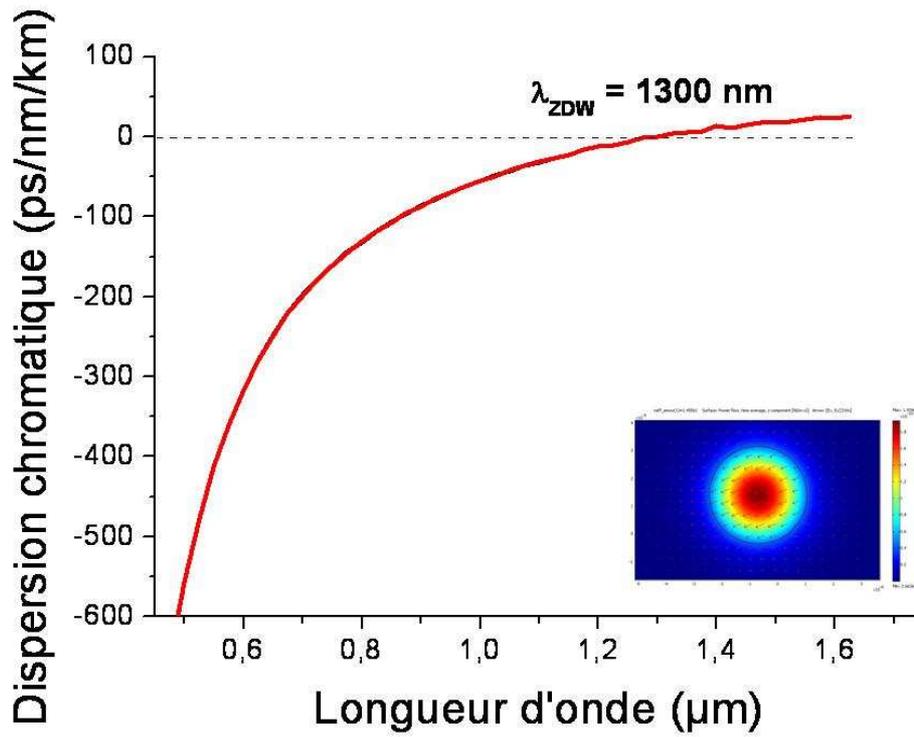


Figure IV.22 : Courbe de dispersion chromatique du mode transverse unique présent à 1064 nm. Encadré : profil du mode fondamental obtenu par simulation à 1064 nm

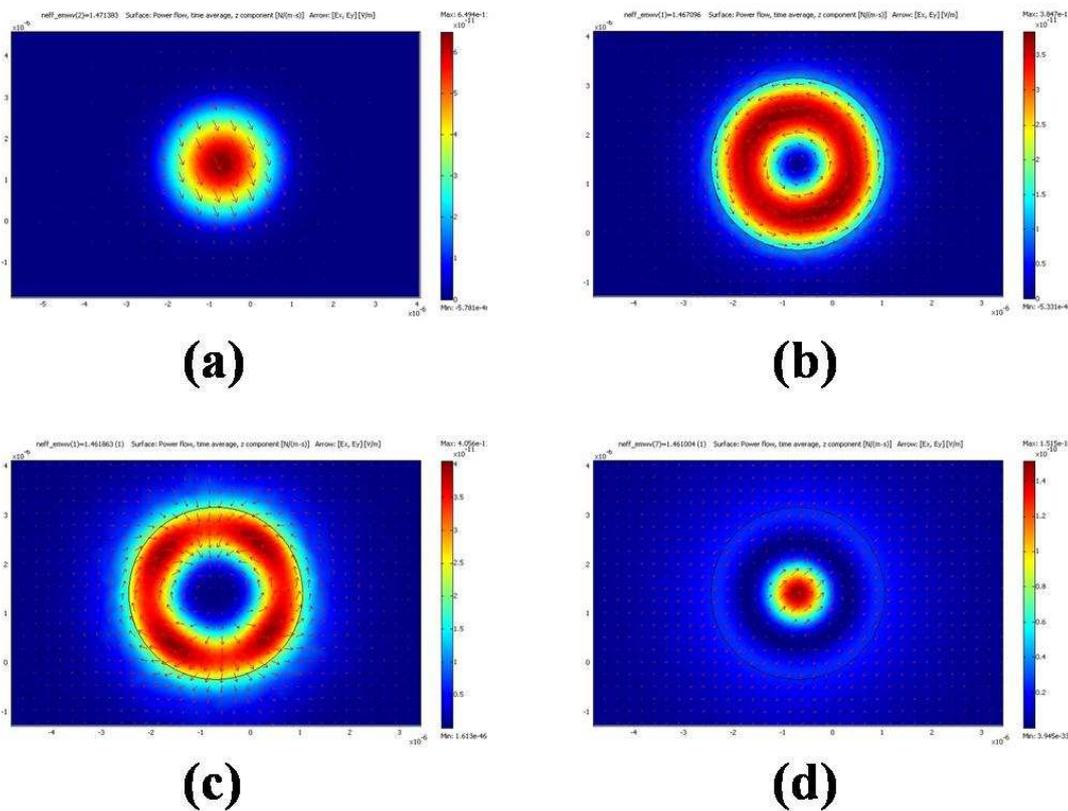
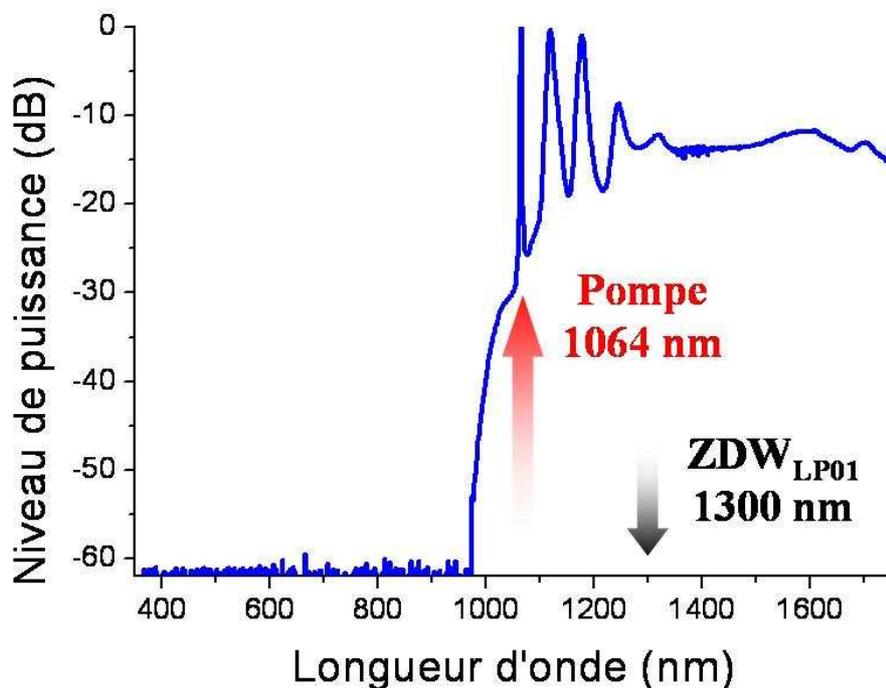


Figure IV.23 : Structures modales observées à 532 nm (a) LP<sub>01</sub> (b) LP<sub>11</sub> (c) LP<sub>21</sub> (d) LP<sub>02</sub>

## IV.3.2.3 Résultats expérimentaux

- Analyse spectrale

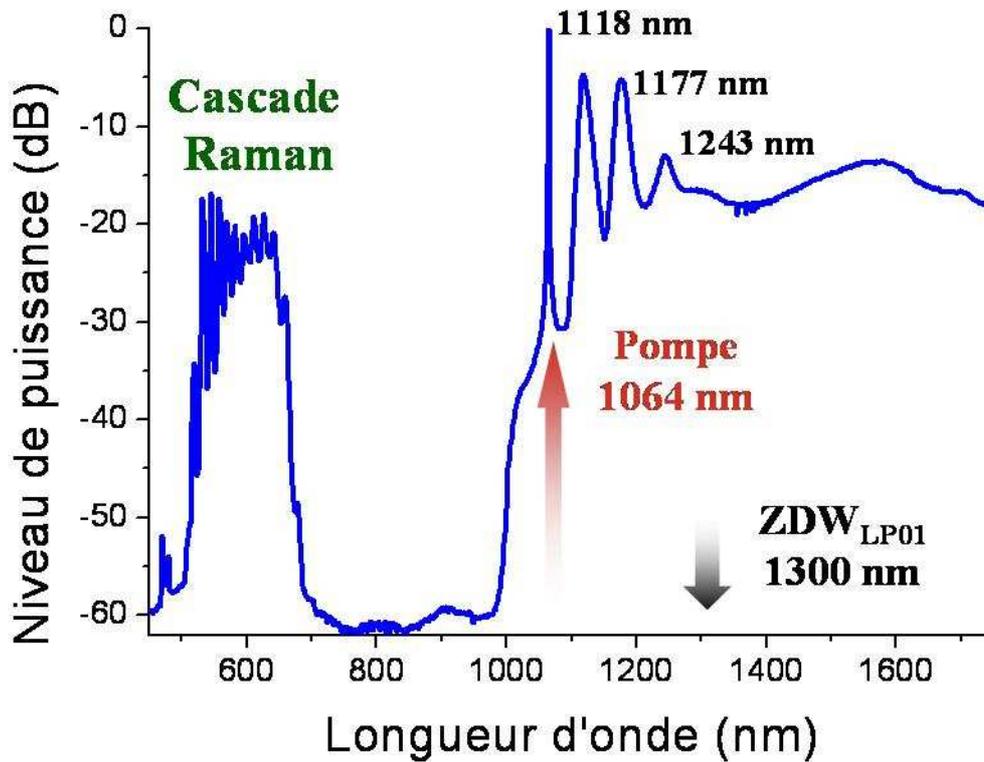
La figure IV.24 présente l'élargissement obtenu pour une puissance crête de 12 kW. Seul un spectre infrarouge s'étalant de 1  $\mu\text{m}$  et au-delà de 1,8  $\mu\text{m}$  est obtenu. Pour une propagation en régime de dispersion normal, c'est-à-dire de 1064 nm à 1300 nm, l'élargissement est dû à l'effet Raman. On distingue alors trois raies Stokes. Au-delà de la longueur d'onde de dispersion nulle, l'installation du régime solitonique permet une extension du spectre jusqu'à plus de 1800 nm. Aucune conversion n'est alors obtenue dans la région du spectre visible.



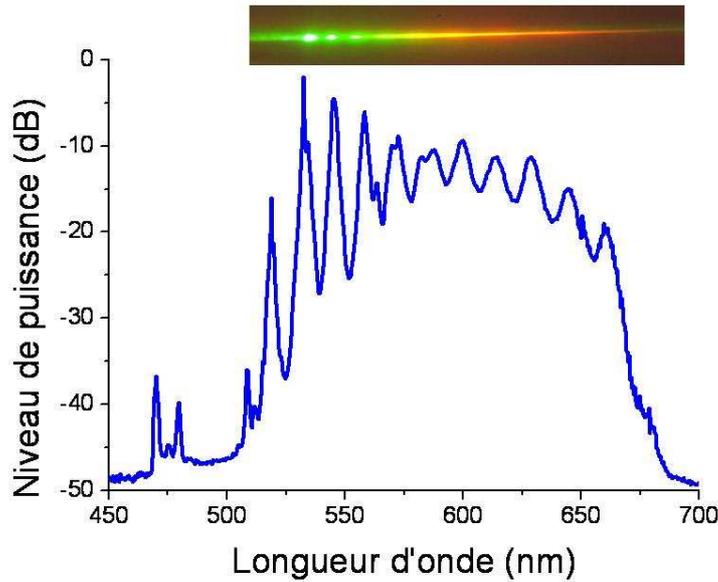
**Figure IV.24** : Spectre infrarouge obtenu en sortie de fibre pour une puissance de pompe à 1064 nm de 12 kW  
( $L_{\text{fibre}} = 20$  m, temps d'exposition = 5 minutes)

Après plusieurs minutes d'exposition, un effet de « poling » spontané de la fibre est obtenu et une radiation centrée à la fréquence double de l'onde de pompe est observée (532 nm). Pour une durée d'exposition plus importante (25 minutes), une seconde raie est visible à 545 nm. Cette radiation également observée par Sasaki *et al.* en 1981 avait été identifiée comme la somme de fréquence entre l'onde de pompe à 1064 nm et la première raie Stokes à 1118 nm [SAS-81]. Dans notre cas, nous pensons que cette onde est le résultat d'un effet Raman obtenu à partir de l'onde à 532 nm. Pour une durée d'exposition plus longue, cette hypothèse se confirme. Après plus de 5 heures d'excitation, une cascade de neuf raies Raman est alors obtenue (Figures IV.25 et IV.26).

Ces raies Stokes sont générées à partir du signal au second harmonique et ne sont pas dues à une conversion large bande du spectre infrarouge vers le visible. Il est important de noter la présence de deux raies anti-Stokes positionnées à 518 nm et 509 nm. L'amplitude de ces radiations est anormalement élevée et se situe 15 dB en dessous de l'onde de pompe (raie à 518 nm). Dans ces conditions, la conversion maximale en terme de puissance moyenne dans le visible est de 3,8 mW soit un rendement de 1,2%. De manière anecdotique, nous constatons également la présence de deux ondes positionnées à 470 nm et 479 nm.

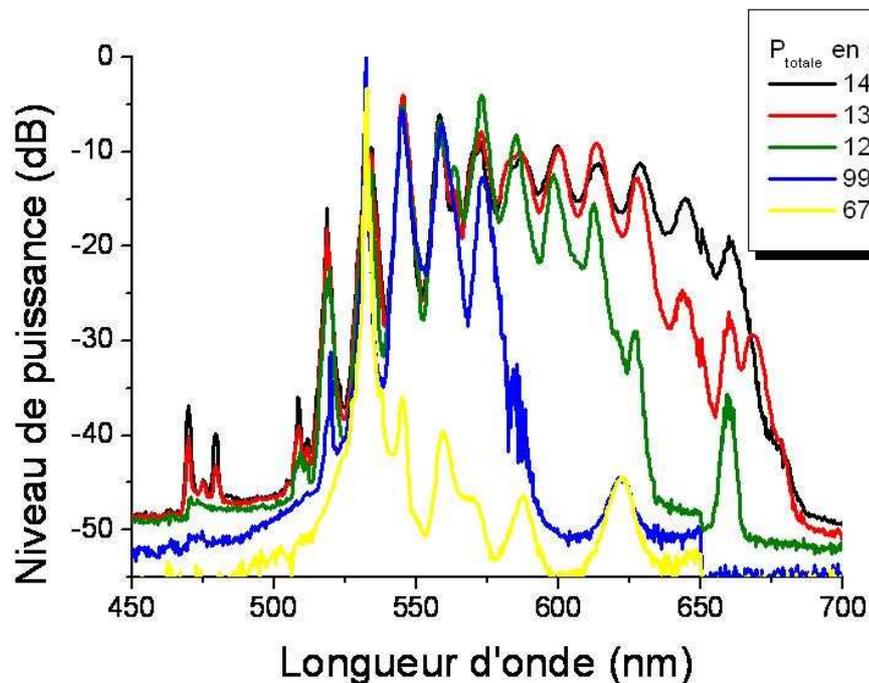


**Figure IV.25** : Spectre visible et infrarouge obtenu en sortie de fibre pour une puissance de pompe à 1064 nm de 12 kW et après un temps d'exposition de 5 heures



**Figure IV.26** : Grossissement du spectre autour de 532 nm (temps d'exposition = 5 heures)

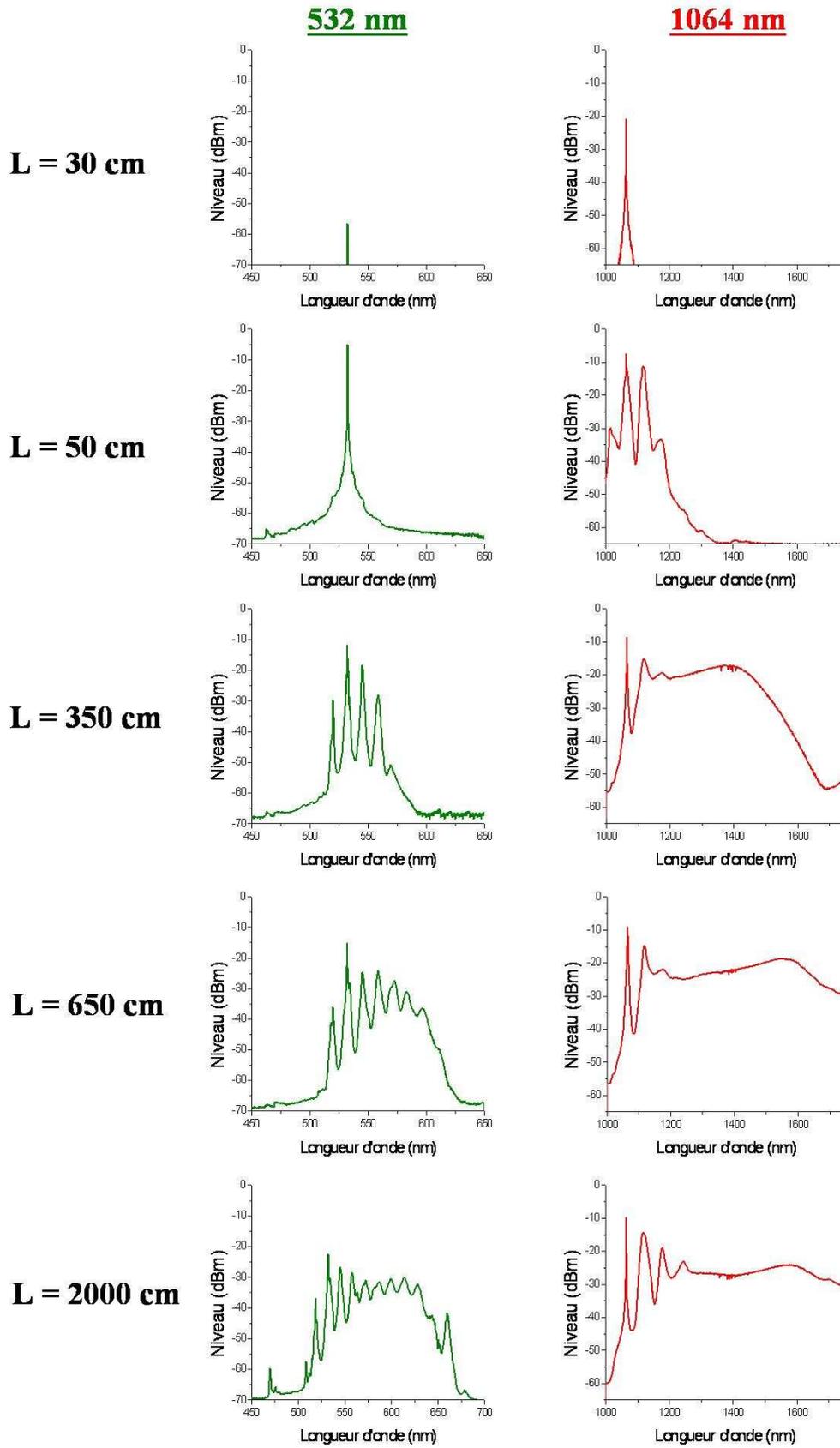
Après insolation de la fibre, nous avons relevé l'évolution du spectre visible en fonction de la puissance de pompe. La même évolution est alors obtenue avec la génération d'une large cascade Raman. A cause des pertes linéaires et non-linéaires et malgré une puissance d'entrée de 300 mW, la puissance totale obtenue en sortie de fibre est seulement de 144 mW (Figure IV.27).



**Figure IV.27** : Evolution du spectre visible en fonction de la puissance de pompe après « poling » optique

- **Analyse en fonction de la longueur de fibre**

Dans le but d'accéder aux pertes par propagation et d'obtenir l'évolution du spectre en fonction de la longueur de la fibre, nous avons relevé le spectre visible et les puissances en sortie pour différentes longueurs de guide. Cette évolution est présentée sur la figure IV.28.

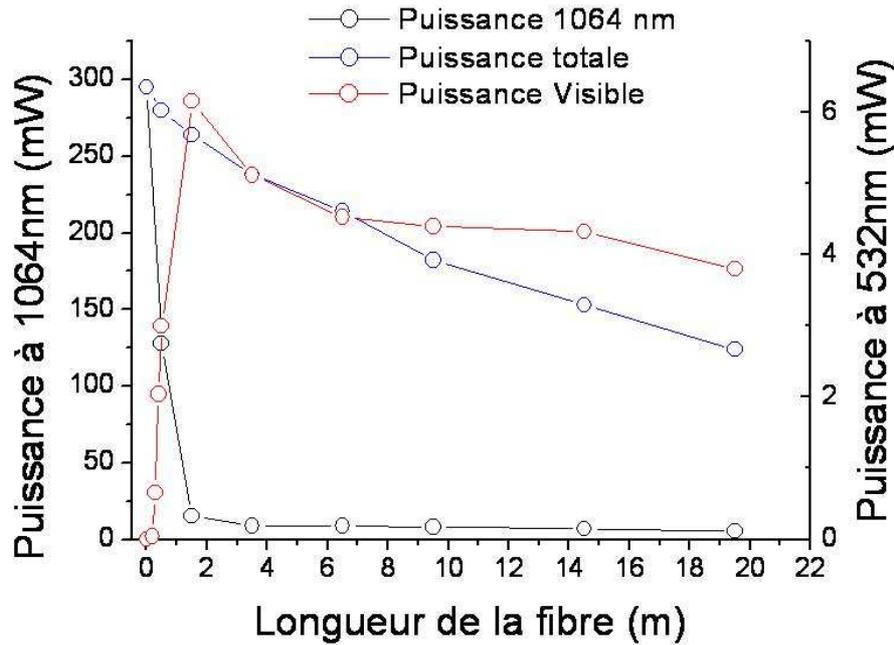


**Figure IV.28** : Evolution du profil spectral en fonction de la longueur  $L$  de fibre (à gauche le domaine visible, à droite le domaine infrarouge) ( $P_{pompe} = 12$  kW)

Plusieurs résultats importants peuvent être déduits de ces expérimentations. La première information concerne l'évolution des pertes de la fibre. Un affaiblissement de la puissance totale de plus de 50 % est observé pour une longueur de fibre de 20 mètres seulement. Cela représente environ 0,15 dB d'atténuation pour un mètre de guide (150 dB/km). Ce chiffre est très supérieur à l'atténuation donnée par le constructeur qui ne prend pas en compte les pertes non-linéaires. Ces pertes proviennent principalement de l'extension du spectre vers l'infrarouge ( $> 2,1 \mu\text{m}$ ) où l'onde n'est plus guidée.

La seconde information réside dans l'évolution de la puissance à 532 nm. Un maximum d'énergie est obtenu pour une longueur de fibre proche de 0,5 mètre avant de décroître. Cette évolution de la conversion de fréquence en fonction de la longueur du guide a déjà été observée et rapportée en 1987 par Österberg *et al.* [OST-87]. Plus tard, une explication de ce phénomène a été émise et mettait en évidence l'impact de l'automodulation de phase subit par l'onde infrarouge lors de la propagation dans la fibre [EHR-92]. Au-delà de cet effet de phase non-linéaire, subit par l'onde de pompe infrarouge, aucune limitation du processus de « poling » optique n'a été développée. Néanmoins, une forte limitation de cet effet de marquage optique peut être déduit des mesures réalisées.

En effet, l'évolution de la puissance de l'onde infrarouge à 1064 nm en fonction de la longueur de fibre est tracée sur la figure IV. Une très forte déplétion de l'onde de pompe après seulement 0,5 mètre de propagation dans la fibre est observée. Cette atténuation est due à l'émergence de la première raie Stokes Raman à 1118 nm qui vide partiellement l'énergie véhiculée par l'onde de pompe. De ce fait, la mise en place de l'effet de « poling » optique en est directement affectée conduisant à une limitation des conditions de quasi-accord de phase après seulement quelques dizaines de centimètres de propagation. Afin de confirmer cette hypothèse, nous avons évalué l'impact de l'effet Raman sur le profil de l'impulsion de pompe à 1064 nm. Nous avons également relevé le profil des ondes aux autres longueurs d'onde.

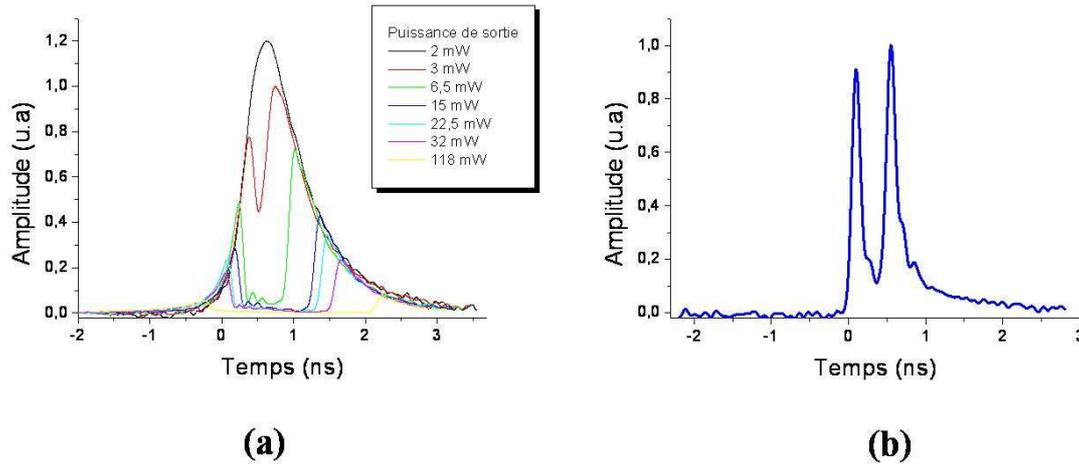


**Figure IV.29** : Evolution de la puissance totale et des puissances à 1064 nm et 532 nm en fonction de la longueur de fibre (mesures effectuées à l'aide de filtres interférentiels)

- **Analyse temporelle**

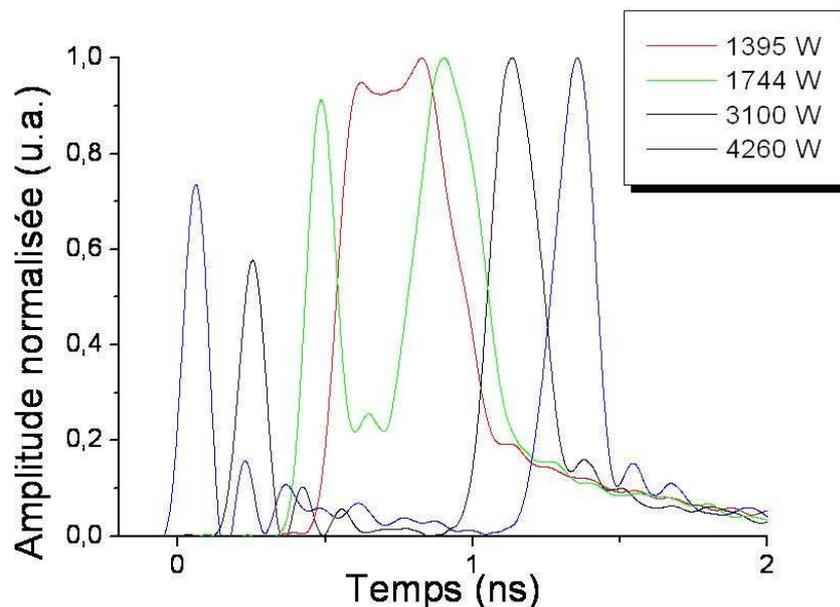
La figure IV.30(a) présente, après 20 mètres de propagation, l'évolution du profil temporel de l'onde à 1064 nm lorsque la puissance augmente. La figure IV.30(b) représente, quant à elle, le profil de l'onde à 532 nm, après 20 mètres de propagation, à puissance maximale. Dans un premier temps, on constate que le maximum d'énergie situé au centre de l'impulsion, et donc au centre du faisceau, est très rapidement déplété par l'effet Raman. Il en résulte alors une modification importante du profil temporel de l'onde et par conséquent une modification du recouvrement temporel entre l'onde de pompe infrarouge (1064 nm) et l'onde à 532 nm. Cela confirme donc que le processus de « poling » optique soit fortement affecté par la création des ondes Stokes Raman dans l'infrarouge.

L'onde verte à 532 nm subit le même processus. Sans effet Raman, l'onde a un profil de forme quasi-gaussienne. Après génération des ondes Stokes dans le visible, le profil temporel présente une déplétion importante au centre.



**Figure IV.30** : (a) Déplétion de l'onde à 1064 nm en fonction de la puissance de pompe et (b) profil temporel de l'onde à 532 nm après 20 mètres de fibre et à puissance crête maximale (12 kW)

Dans ces conditions, les profils temporels des ondes dépendent directement de leur longueur d'onde. A cause du caractère non-linéaire des processus régissant les échanges énergétiques, toute onde engendrée servira dans un second temps de pompe potentielle pour une autre radiation. Une déplétion inhomogène de son amplitude centrale est alors observée. Un raccourcissement notable de la durée des impulsions est alors obtenu (Figure IV.31).

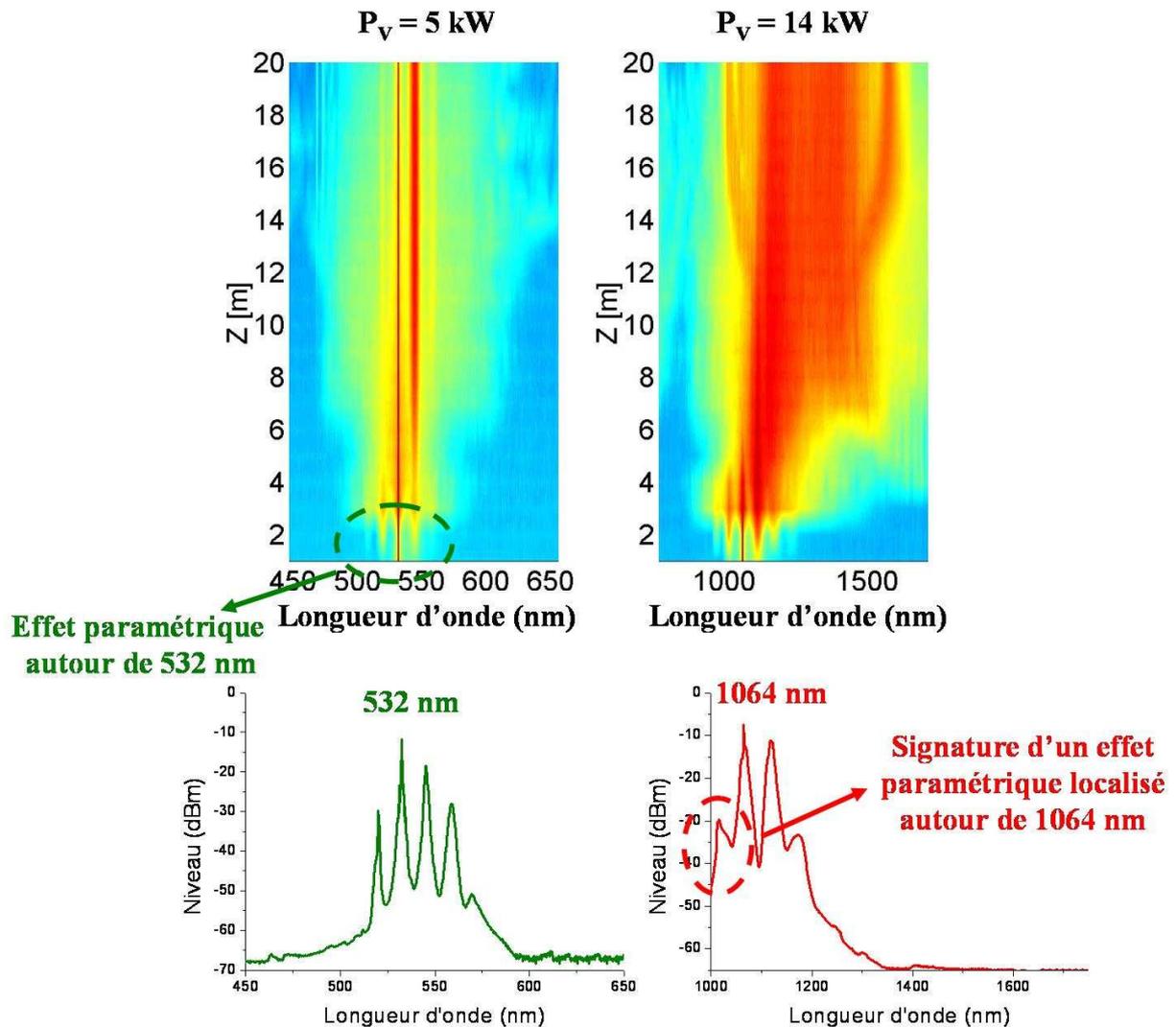


**Figure IV.31** : Evolution du profil temporel de la troisième onde Stokes à 1243 nm en fonction de la puissance de pompe infrarouge à 1064 nm

- **Simulations numériques**

L'approche numérique réalisée sur cette expérience ne traite pas de la conversion non-linéaire d'ordre deux avec un effet de « poling » optique mais montre uniquement les effets de conversion non-linéaires du troisième ordre obtenus grâce à un pompage double (1064 nm et 532 nm) de la fibre HI980. Le programme utilisé a été réalisé par Alessandro Tonello et est basé sur l'intégration de deux équations couplées régissant les évolutions des ondes fondamentale et harmonique. Un exemple de spectrogramme obtenu avec ce logiciel est montré sur la figure IV.32.

A partir de cette approche numérique, on peut en déduire, dans un premier temps, la présence d'un mélange paramétrique autour de 532 nm et 1064 nm. Ce phénomène induit la génération d'ondes positionnées très près des radiations Stokes et anti-Stokes Raman. Cela se traduit alors par une augmentation anormale de l'énergie véhiculée par les ondes anti-Stokes autour de 532 nm et explique la différence minime d'amplitude avec les ondes Stokes. Ce phénomène paramétrique apparaît également de manière éphémère autour de 1064 nm et est visible sur l'enregistrement expérimental de la figure IV.28 (retranscrit sur la figure IV.32) pour une distance de propagation d'environ 50 cm. Cet effet disparaît alors pour une distance de propagation plus importante. De manière plus anecdotique, les radiations observées autour de 470 nm et 479 nm sont obtenues dans les simulations et sont également dues à un effet paramétrique (Figure IV.32).



**Figure IV.32 :** Simulation numérique de la propagation de deux ondes de forte puissance à 532 nm ( $P = 5$  kW) et 1064 nm ( $P = 14$  kW) dans une fibre HI980. Mise en évidence d'un effet paramétrique utilisant la non-linéarité du troisième ordre et générant des raies proches des radiations de pompe

- **Analyse modale**

Il a déjà été rapporté que la génération de second harmonique dans une fibre standard dopée au germanium s'accompagnait d'une modification du profil du mode transverse de l'onde à la fréquence double lors de la conversion de fréquence. Ce changement de répartition spatiale de l'énergie harmonique peut être obtenu lors d'un effet de « poling » optique spontané [OST-91]. L'onde harmonique initialement générée par effets de surface et grâce à la contribution de dopants semble être toujours portée par un mode asymétrique de type  $LP_{31}$  ou  $LP_{11}$  [KAS-89]. Cependant, l'onde à la fréquence double issue d'une fibre photo-inscrite par « poling » optique semble se propager sur des modes symétriques ou asymétriques [OST-87,STO-87] différents avec une

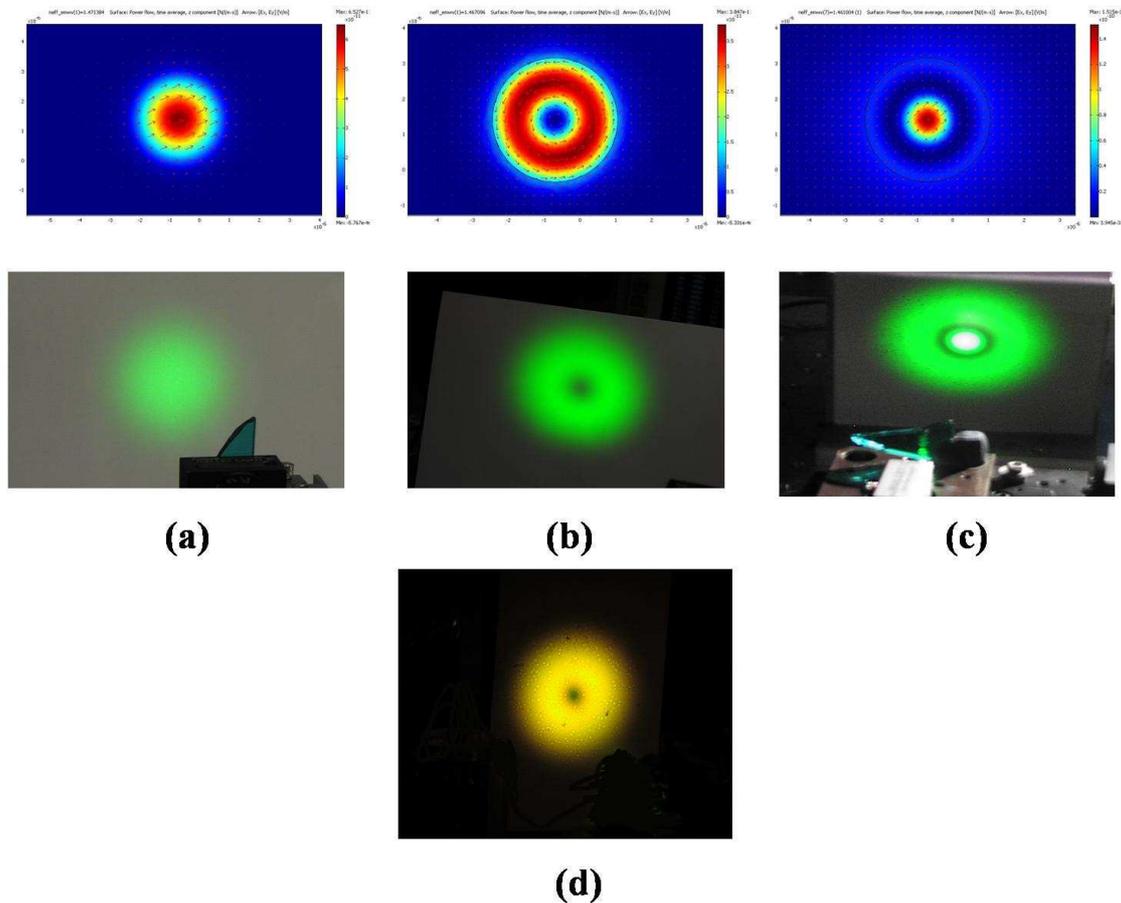
évolution du profil du mode au cours du temps [OST-91]. La première explication à ce phénomène est que la susceptibilité non-linéaire photo-induite dans le matériau forcerait l'onde à la fréquence double à se propager sur un mode particulier. En effet, en 1987, Terhune a montré qu'une interaction quadrupolaire pouvait engendrer une onde de second harmonique uniquement sur des modes asymétriques ( $LP_{11}, LP_{21}, LP_{31}, \dots$ ) si l'onde fondamentale était couplée sur le mode  $LP_{01}$ . Néanmoins seules des études réalisées dans des milieux massifs montrent réellement la répartition spatiale du champ photo-induit dans le matériau [DRI-94, DOM-93, DOM-94]. Ces travaux soulignent l'importance de l'état de polarisation du faisceau fondamental. En effet, le déplacement des charges est réalisé dans la direction de polarisation contribuant à la déplétion du centre du faisceau. Une absence de génération de second harmonique est obtenue au centre du faisceau pompe dans le cas d'une lecture avec le même état de polarisation. Une rotation de 90 degrés de la direction de polarisation lors de la phase de lecture de la non-linéarité induit un profil spatial plus homogène [DOM-93]. Il est alors assez intuitif de penser que l'inscription de la non-linéarité d'ordre deux dans le guide s'accompagne d'une modification des propriétés linéaires de celle-ci.

Dans un premier temps, nous avons relevé le champ lointain des modes au second harmonique en fonction du temps d'exposition. Le premier mode apparaissant est le mode  $LP_{01}$  (Figure IV.33(a)). Après 20 minutes d'exposition, le mode se transforme et on obtient une structure modale à symétrie circulaire avec un trou au centre (Figure IV.33(b)). Ce genre de mode est la superposition linéaire de plusieurs modes électromagnétiques constituant les modes  $LP_{11}$  et  $LP_{21}$  ( $TE_{01} + TM_{01} + HE_{21} + EH_{11} + HE_{31}$ ). Cette répartition à symétrie circulaire n'a jamais été observée auparavant et est imputable à l'état de polarisation circulaire de notre faisceau de pompe. Après plus de 40 minutes d'exposition le mode se transforme à nouveau et la puissance à 532 nm se propage sur le mode  $LP_{02}$  (Figure IV.33(c)). Dans ces conditions, l'ensemble des raies Stokes Raman se propage sur le mode de type  $LP_{11}$  (Figure IV.33(d)). Les mêmes structures modales sont obtenues par le calcul (Figure IV.33).

Il est à noter que la fréquence de coupure du mode  $LP_{02}$  est située autour de 540 nm entre la radiation harmonique et la première onde Stokes. De ce fait, l'ensemble du spectre visible se propage sur le mode de type  $LP_{11}$  bien que l'onde source à 532 nm ait une structure du type  $LP_{02}$ . Cette fréquence de coupure haute du mode  $LP_{02}$  explique donc la propagation des ondes Stokes Raman sur le mode de type  $LP_{11}$ .

Nous avons également vérifié que l'évolution modale de l'onde à la fréquence double était fonction de la puissance de pompe. Dans ces conditions l'impact de la conversion non-linéaire ne

fait aucun doute. Il est alors possible de régler la puissance de pompe afin d'obtenir une conversion sur le mode fondamental ou l'un des modes d'ordre élevé ou les deux à la fois. Cette particularité sera mise à profit afin d'engendrer un mélange paramétrique de type quatre ondes à partir de la radiation à la fréquence double.



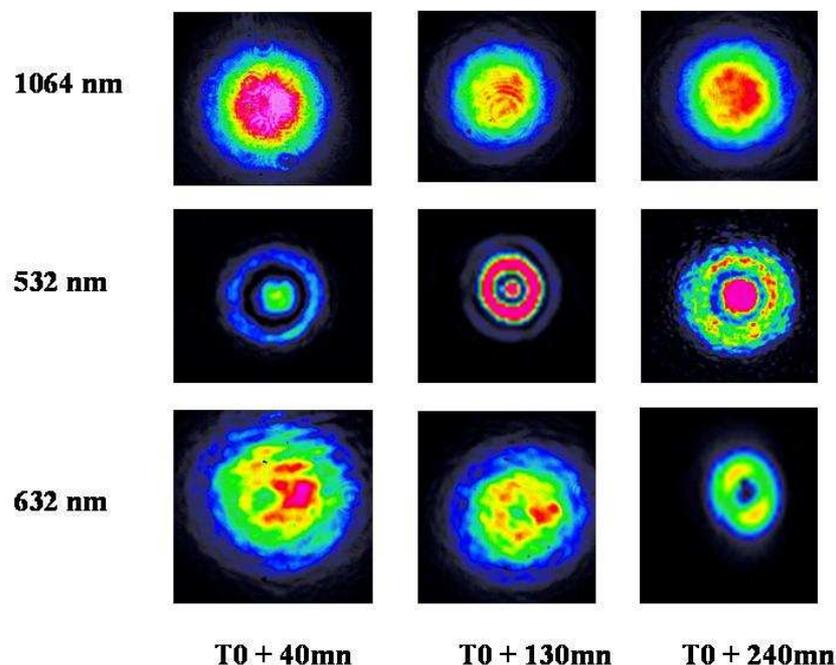
**Figure 33** : Profil des modes (champ lointain) assurant la propagation de l'onde harmonique (a)  $LP_{01}$  (b)  $LP_{11}$ - $LP_{21}$  (c)  $LP_{02}$  et (d) des ondes Stokes Raman. Figures du haut : simulations numériques

Dans un second temps, et afin de démontrer une modification des caractéristiques linéaires du guide sous l'effet du « poling » optique, nous avons couplé une onde continue (633 nm) de faible intensité dans la fibre lors de l'étape d'inscription (Figure IV.21). Nous avons alors relevé le profil du champ lointain des modes pour chaque longueur d'onde en fonction du temps. Les ondes à 633 nm et 1064 nm sont couplées sur le mode fondamental. L'onde harmonique est quant à elle générée sur le mode  $LP_{01}$  puis sa structure spatiale évolue vers le mode  $LP_{02}$ . Le maximum de conversion est alors obtenu après plus de 130 min d'exposition (Figure IV.34).

Pour un temps d'exposition inférieur à 130 min aucune modification notable n'est enregistrée sur le profil en champ lointain des modes transverses. Les radiations à 1064 nm et 633 nm se

propagent toujours sur le mode fondamental  $LP_{01}$  tandis que le maximum d'énergie à 532 nm se propage avec la structure du mode  $LP_{02}$ . Après plus de 4 heures d'exposition, nous observons une modification de la structure du mode à 632 nm. Cette modification semblerait traduire une évolution des caractéristiques linéaires de la fibre. En effet, à cause de sa faible puissance aucun effet non-linéaire n'est attendu à cette longueur d'onde. Néanmoins, cette hypothèse reste vraie uniquement si l'injection sélective de la radiation à 632 nm est restée stable sur la durée de l'expérimentation. Dans ces conditions, il nous est impossible de conclure positivement et de manière certaine à la modification du profil transverse du guide sous l'effet du « poling » optique. La répétition de cette expérience devrait permettre de lever les derniers doutes.

Notons néanmoins que cette expérience permettrait de montrer précisément l'impact d'un effet d'« auto-poling » optique sur les propriétés linéaires de la fibre.



**Figure IV.34** : Evolution du champ lointain des modes à 1064 nm, 532 nm et 632 nm lors d'un processus de « poling » optique spontané dans une fibre standard de type HI980. ( $P_{1064\text{ nm}} = 12\text{ kW}$  - Impulsions = 860 ps -  $Fr\grave{e}p = 30\text{ kHz}$  -  $P_{632\text{ nm}} = 1\text{ mW}$  onde continue)

- **Mélange paramétrique modal induit par l'onde à la fréquence double**

Il a déjà été rapporté dans la littérature que la structure transverse de l'onde à la fréquence double pouvait dépendre de la puissance de pompe infrarouge [OST-91]. Cette caractéristique, que nous avons vérifiée, a été utilisée afin d'engendrer un mélange paramétrique modal autour de l'onde à 532 nm. Pour réaliser cette démonstration, nous avons injecté une quantité limitée de puissance à

1064 nm permettant de se placer à la transition de la modification spatiale du mode transverse entre les structures LP<sub>01</sub> et LP<sub>11</sub>. Dans ces conditions, l'onde à la fréquence double se propage sur les deux modes transverses. Une analyse du spectre de sortie montre alors la présence de raies latérales positionnées respectivement autour de 522 nm et 542 nm (Figure IV.35). Une optimisation de leur énergie est alors possible avec le couplage de l'onde à 1064 nm.

Afin de vérifier l'origine du phénomène non-linéaire, nous avons calculé les conditions d'accord des vitesses de phase entre les ondes en interaction et la conservation de l'énergie. Ces calculs, détaillés ci-dessous montrent bien une potentialité de génération paramétrique de type mélange à quatre ondes dégénéré à partir de la radiation à la fréquence double.

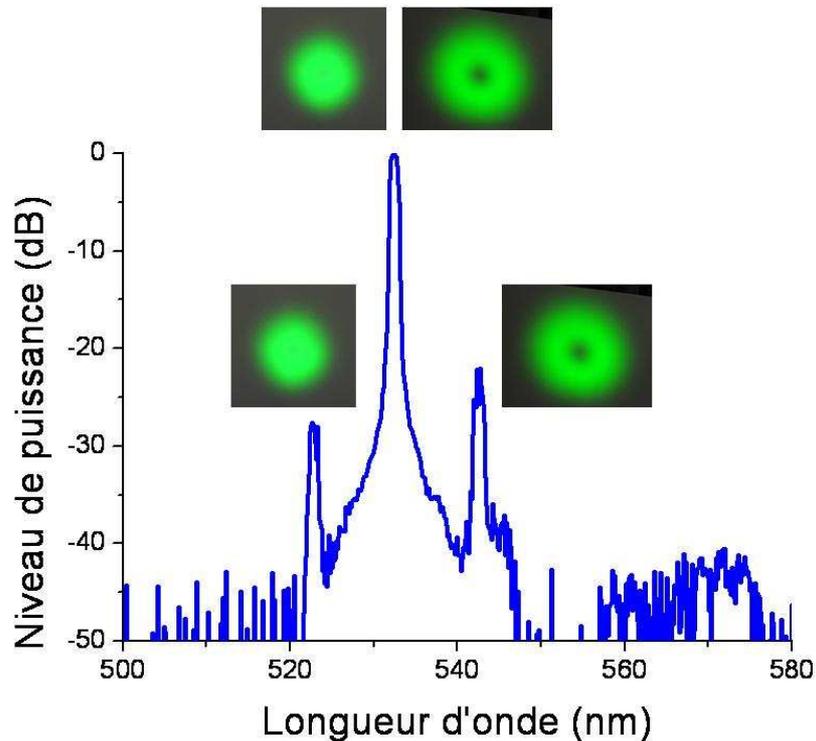
Conservation de l'énergie :

$$\frac{2}{532.10^{-9}} - \frac{1}{522.10^{-9}} = \frac{1}{542.10^{-9}}$$

Condition d'accord des vitesses de phase :

$$\begin{aligned} & \frac{2\pi}{532.10^{-9}} n_{effLP01} + \frac{2\pi}{532.10^{-9}} n_{effLP11} - \frac{2\pi}{522.10^{-9}} n_{effLP01} - \frac{2\pi}{542.10^{-9}} n_{effLP11} \\ & = \frac{1,462775}{532.10^{-9}} + \frac{1,4572}{532.10^{-9}} - \frac{1,4634}{522.10^{-9}} - \frac{1,4554}{542.10^{-9}} = -1,3316.10^{-8} \end{aligned}$$

Cette expérience montre encore davantage que la génération de second harmonique dans une fibre peut engendrer de multiples effets non-linéaires du troisième ordre conduisant à un enrichissement significatif du spectre.

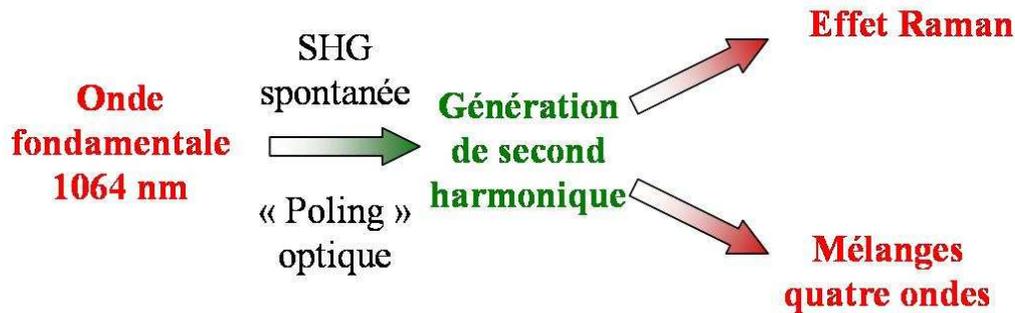


**Figure IV.35** : Processus de mélange à quatre ondes intermodal autour de 532 nm ( $P_{pompe} = 3$  kW,  $L_{fibre} = 80$  cm)

#### IV.3.2.4 Conclusion sur l'élargissement spectral visible induit par la génération de second harmonique obtenue dans une fibre standard unimodale

En conclusion, nous avons montré la possibilité d'engendrer un élargissement spectral important dans la région du visible grâce à la génération de second harmonique obtenue après « auto-poling » optique d'une fibre standard de type HI980. Une cascade de neuf raies Raman s'étendant entre 500 nm et 680 nm a été obtenue. Ce processus de conversion n'est pas réalisé de manière large bande à partir du spectre infrarouge mais est dû uniquement à l'énergie convertie à la fréquence double grâce à un effet non-linéaire d'ordre deux.

Par ailleurs, nous avons mis en évidence la présence de mélanges paramétriques situés autour des longueurs d'onde fondamentale et harmonique contribuant alors à l'enrichissement du spectre. Ainsi les effets non-linéaires d'ordre trois et d'ordres deux sont systématiquement présents et interdépendants (Figure IV.36). Soulignons ici que le « poling » optique est obtenu grâce à la susceptibilité non-linéaire d'ordre trois.



**Figure IV.36** : Représentation schématique des effets non-linéaires obtenus dans une fibre de type HI980 en pompant à 1064 nm

Au delà de la génération de nouvelles radiations, nous avons identifié l'une des limitations principales de l'effet de « poling » optique. L'explosion spectrale de l'onde fondamentale induit automatiquement une déplétion importante de celle-ci limitant alors la construction du réseau non-linéaire périodique assurant une conversion à la fréquence double.

Des distorsions importantes au niveau de la structure modale véhiculant l'énergie dans le visible ont été observées. La principale quantité d'énergie à 532 nm se propage sur le mode  $LP_{02}$  tandis que les ondes Stokes Raman situées entre 540 nm et 680 nm sont sur les modes  $LP_{11}$ . Ces évolutions multiples des profils transverses des ondes sont la résultante de la combinaison d'effets de propagations linéaires et non-linéaires. La lumière totale sur ces effets spatiaux n'a pourtant pas pu être réalisée. La mise en évidence de la modification des propriétés linéaires du guide n'est pas évidente. Des investigations supplémentaires sont en cours.

Des distorsions temporelles importantes sur le profil des ondes engendrées par conversion non-linéaire ont été observées. Dans ces conditions, le taux de conversion maximal à la fréquence double en terme de puissance moyenne est de l'ordre de 1,2 % tandis qu'il serait d'environ 6 % en terme de puissance crête si on tenait compte de la largeur temporelle de l'impulsion.

## IV.4 Conclusion du quatrième chapitre

Nous avons montré qu'il était possible d'obtenir une génération à la fréquence double dans des fibres pure silice grâce à des phénomènes de surface localisés aux interfaces air-silice. Les efficacités de conversion obtenues sont faibles et ne permettent pas d'utiliser directement ces signaux pour la génération de spectres larges dans le visible. Néanmoins, après les investigations menées par Tombelaine *et al.* montrant l'explosion spectrale d'une onde à la fréquence double sous l'effet d'une modulation d'un spectre large infrarouge, il est possible de conclure à la présence d'un spectre large de très faible amplitude dans la région du visible. Ces faibles signaux peuvent également favoriser l'émergence d'effets paramétriques.

Notre étude s'est poursuivie sur une fibre microstructurée fortement dopées au germanium afin d'augmenter la conversion à la fréquence double. Nous avons utilisé une technique de « poling » optique afin d'optimiser l'efficacité de conversion. Un rendement d'environ 4,8 % a été obtenu. Grâce à cette génération de second harmonique nous avons montré qu'un spectre dans la région du visible sur plus de 250 nm de bande pouvait être obtenu. Cette première démonstration est engendrée par la modulation mutuelle de phase du spectre infrarouge sur l'onde harmonique. Ce spectre se propage sur le mode transverse fondamental  $LP_{01}$  grâce à un couplage sélectif lors du processus d'inscription de la non-linéarité d'ordre deux.

Finalement, nous avons réalisé une étude sur une fibre standard unimodale à la longueur d'onde de pompe (1064 nm). Nous avons montré que la puissance de l'onde harmonique était suffisante pour engendrer une large cascade Raman dans le visible. Des mélanges paramétriques induits par l'onde à la fréquence double enrichissent davantage le spectre. Nous avons également identifié de larges distorsions spatiales et temporelles induites par l'effet Raman qui représente la principale limitation à l'effet de « poling » optique.

Il est donc maintenant évident que les effets de génération de second harmonique obtenus dans les fibres dopées au germanium doivent être pris en compte afin de décrire au mieux la génération de supercontinua.

## Bibliographie

### B

---

- [BLO-62] **Bloembergen et al.**, “Light waves at the boundary of nonlinear media”, *Phys. Rev.*, Vol. 128, p. 606 (1962).
- [BLO-68] **Bloembergen et al.**, “Optical second-harmonic generation in reflection from media with inversion symmetry”, *Phys. Rev.*, Vol. 174, p. 813 (1968).
- [BOYD-86] **Boyd et al.**, “Continuous-wave second-harmonic generation as a surface microprobe”, *Opt. Lett.*, Vol. 11, p. 97 (1986).
- [BRO-65] **Brown et al.**, “Nonlinear optical reflection from a metallic boundary”, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 14, p. 1029 (1965).

### C

---

- [CHA-04] **Champert et al.**, “1.5-2.0  $\mu\text{m}$ , Multi-Watt, Continuum Generation in Dispersion Shifted Fiber by use of High Power Continuous-Wave Fiber Source”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 16, p. 2445 (2004).
- [CHI-90] **Chikuma et al.**, “Characteristic of optical second-harmonic generation due to Čerenkov-radiation type phase-matching”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 7, p. 768 (1990).
- [CHI-92] **Chikuma et al.**, “Theory of optical second-harmonic generation in crystal-cored fibers based on phase matching of Čerenkov-type radiation”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 9, p. 1083 (1992).

### D

---

- [DIA-94] **Dianov et al.**, “Photoinduced second-harmonic generation in fibers doped with rare-earth ions”, *Opt. Lett.*, Vol. 19, p. 439 (1994).
- [DRI-94] **Driscoll et al.**, “Optically encoded second-harmonic generation in bulk silica-based glasses”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 11, p. 355 (1994).
- [DOM-93] **Dominic et al.**, “Spatial shape of the dc electric field produced by intense light in glass”, *Opt. Lett.*, Vol. 18, p. 784 (1993).
- [DOM-94] **Dominic et al.**, “High resolution map of the dc electric field in second-harmonic

generating glass”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 11, p. 2016 (1994).

---

## E

---

[EHR-92] **Ehrlich-Holl et al.**, “Experimental study of second-harmonic-generation saturation in fibers by phase modulation between the fundamental and second-harmonic writing beams”, *Opt. Lett.*, Vol. 17, p. 396 (1992).

[ESS-99] **Essid**, “Photosensibilité de la silice dopée au germanium : Effet de l’implantation ionique à haute énergie et de l’illumination ultraviolette”, *Thèse de doctorat, Faculté des Etudes Supérieures, Université de Montréal* (1999).

---

## F

---

[FAR-87] **Farries et al.**, “Second-harmonic generation in an optical fibre by self-written  $\chi^{(2)}$  grating”, *Electron. Lett.*, Vol. 23, p. 322 (1987).

[FRA-05] **Franco et al.**, “Measurement of depletion region width in poled silica”, *Appl. Opt.*, Vol. 44, p. 5793 (2005).

[FUJ-80] **Fujii et al.**, “Sum-frequency light generation in optical fibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 5, p. 48 (1980).

[FUJ-94] **Fujiwara et al.**, “Electro-optic effect induced by UV-excited poling in a silica fibre”, *Australian Conference on Optical Fibre Technology, ACOFT’94* (1994).

---

## K

---

[KAS-89] **Kashyap**, “Nonlinear Guided-Wave Phenomena: Physics and Applications”, Vol. 2 of *OSA Technical Digest Series*, p. 255 (1989).

[KAZ-94] **Kazansky et al.**, “High second-order nonlinearities in poled silicate fibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 19, p. 701 (1994).

[KUD-05] **Kudlinski et al.**, “Time evolution of second-order nonlinear profiles induced within thermally poled silica samples”, *Opt. Lett.*, Vol. 30, p. 1039 (2005).

---

**M**

---

- [MAR-88] **Margulis et al.**, “Second-harmonic generation in optical glass fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 5, p. 312 (1988).
- [MAR-89] **Margulis et al.**, “Phase measurement in frequency-doubling fibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 14, p. 700 (1989).
- [MIZ-90] **Mizrahi et al.**, “Polarization study of photoinduced second-harmonic generation in glass optical fibers”, *Opt. Comm.*, Vol. 78, p. 283 (1990).
- [MYE-91] **Myers et al.**, “Large second-order non-linearity in poled fused silica”, *Opt. Lett.*, Vol. 16, p. 1732 (1991).
- [MYE-93] **Myers et al.**, “Temporal and spectral studies of large  $\chi^{(2)}$  in fused silica”, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, Vol. 2044 (1993).
- [MYE-95] **Myers et al.**, “Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO<sub>3</sub>”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 12, p. 2102 (1995).

---

**O**

---

- [OST-86] **Österberg et al.**, “Dye laser pumped by Nd:YAG laser pulses frequency doubled in a glass optical fiber”, *Opt. Lett.*, Vol. 11, p. 516 (1986).
- [OST-87] **Österberg et al.**, “Experimental studies on efficient frequency doubling in glass optical fibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 12, p. 57 (1987).
- [OST-88] **Österberg et al.**, “Autocorrelation of short pulses using a single-mode fiber”, *IEEE J. Of Quant. Electr.*, Vol. 24, p. 2127 (1988).
- [OST-91] **Österberg et al.**, “Modal evolution of induced second harmonic light in an optical fiber”, *Opt. Lett.*, Vol. 16, p. 132 (1991).

---

**P**

---

- [PER-63] **Pershan et al.**, “Nonlinear optical properties of solids: energy considerations”, *Phys. Rev.*, Vol. 130, p. 919 (1963).

---

**S**

---

[SAI-88] **Saifi et al.**, “Second-harmonic generation in single-mode and multimode fibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 13, p. 773 (1988).

[SAS-81] **Sasaki et al.**, “Phase-matched sum-frequency light generation in optical fibers”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 39, p. 466 (1981).

[SCH-03] **Schreiber et al.**, “High average power supercontinuum generation in photonic crystal fibers”, *Opt. Commun.*, Vol. 228, p. 711 (2003).

[STO-87] **Stolen et al.**, “Self-organized phase-matched harmonic generation in optical fibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 12, p. 585 (1987).

---

*J*

---

[TER-62] **Terhune et al.**, “Optical harmonic generation in calcite”, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 8, p. 404 (1962).

[TIEN-70] **Tien et al.**, “Optical second harmonic generation in form of coherent Čerenkov radiation from a thin-film waveguide”, *App. Phys. Lett.*, Vol. 17, p. 447 (1970).

---

*V*

---

[VALK-87] **Valk et al.**, “Second harmonic generation in Ge-doped fibers with a mode-locked Kr<sup>+</sup> laser”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 51, p. 522 (1987).



# *V Applications*



## V.1 Introduction

Les sources à large spectre sont nécessaires dans de nombreuses applications, notamment biomédicales. La demande la plus importante repose sur le remplacement des sources de type Xénon ou Tungstène, utilisées dans de nombreux systèmes d'interférométrie, de caractérisation d'atténuation, de spectroscopie ou encore de microscopie. L'inconvénient de ces sources incandescentes est leur faible flux lumineux et leur basse densité spectrale de puissance. L'apport des sources de continuum réside principalement dans l'aspect cohérence spatiale avec des faisceaux unimodaux ou faiblement multimodaux. La densité spectrale de puissance ainsi que les largeurs et les planétés des spectres sont considérablement améliorées. L'utilisation de sources de pompe ultra-compactes de type microlaser fibré permettent également de réaliser des sources de supercontinuum à très bas coût et compactes.

Les travaux réalisés durant cette thèse ont directement permis de démontrer plusieurs applications innovantes. Je n'ai pas directement travaillé sur ces applications mais j'ai contribué à la mise au point de plusieurs sources large bande composées d'une source laser Nd:YAG compacte et d'une fibre microstructurée biréfringente présentés au chapitre II. Les spectres obtenus s'étalent entre 350 nm et 1750 nm.

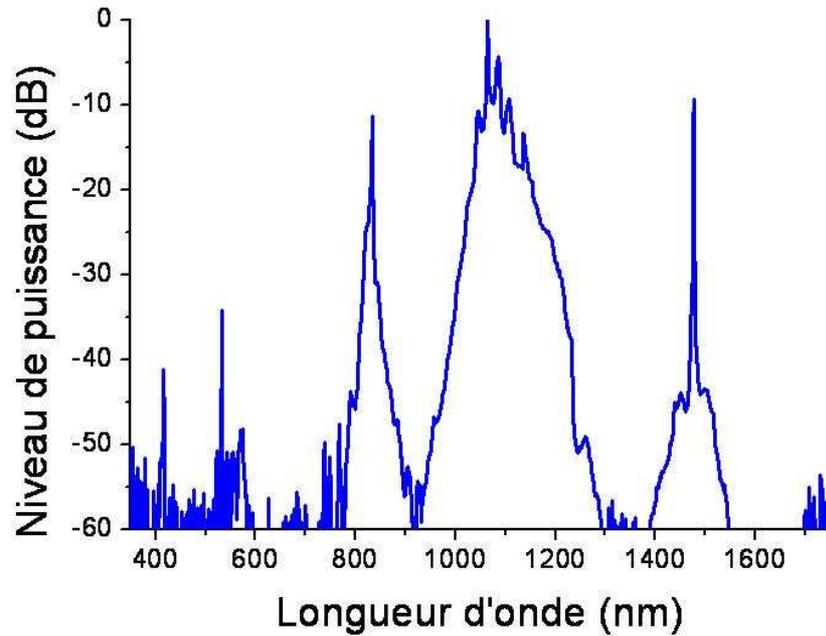
De nombreuses collaborations entre le laboratoire XLIM et l'Ecole Polytechnique de Montréal, le laboratoire de Physique et Chimie des Matériaux de Strasbourg et l'Université de Tokyo ont donné lieu à la démonstration d'applications innovantes.

Ce cinquième chapitre va donc décrire brièvement chacune de ces applications.

## V.2 La génération de photons intriqués

De nos jours, la cryptographie quantique permet de résoudre un problème essentiel en communication : la confidentialité et l'intégrité de la transmission de données. Cette méthode a vu le jour, de manière théorique tout d'abord, en 1984 [BEN-84]. Quelques années plus tard, en 2002, Gisin *et al.* réussissent à démontrer expérimentalement le concept en échangeant, au moyen d'une fibre optique, un message entièrement sécurisé entre Genève et Lausanne grâce aux lois de la physique quantique [GIS-02]. La difficulté réside dans le fait de faire propager des photons uniques dans le guide optique ou encore de pouvoir conserver leur état quantique sur de grandes distances de propagation. De ce fait, la génération de photons intriqués dans un système tout fibré est une alternative fortement intéressante. Habituellement, les photons jumeaux sont générés dans des matériaux non-linéaires massifs à partir de lasers de pompe externes mais ces dispositifs sont parfois très coûteux et encombrants [BUR-70,FRI-85a,FRI-85b,KUR-01,TIT-98]. Récemment, un intérêt particulier a été porté sur la génération de photons intriqués directement dans les fibres optiques grâce à un processus de mélange paramétrique à quatre ondes [DOG-03,FAN-05, RAR-05,SHA-04]. Deux photons issus de l'onde de pompe à la pulsation  $\omega_p$  sont simultanément absorbés par le milieu non-linéaire pour créer un photon signal à la pulsation  $\omega_s$  et un photon « idler » à la pulsation  $\omega_i$ , respectant la condition :  $\omega_s + \omega_i = 2\omega_p$  [DOG-03]. Le problème qui se pose généralement réside dans le fait que les ondes Stokes et anti-Stokes se superposent avec les raies du processus Raman ce qui diminue le taux de conversion des photons jumeaux.

L'Ecole Polytechnique a souhaité utiliser le guide non-linéaire biréfringent afin d'exploiter la mise en place d'un mélange paramétrique large bande décrit au chapitre 3 (Figure V.1). Une divulgation relative à la constitution d'une source de photons intriqués a été demandée. Des travaux complémentaires à l'Ecole Polytechnique sont en cours.



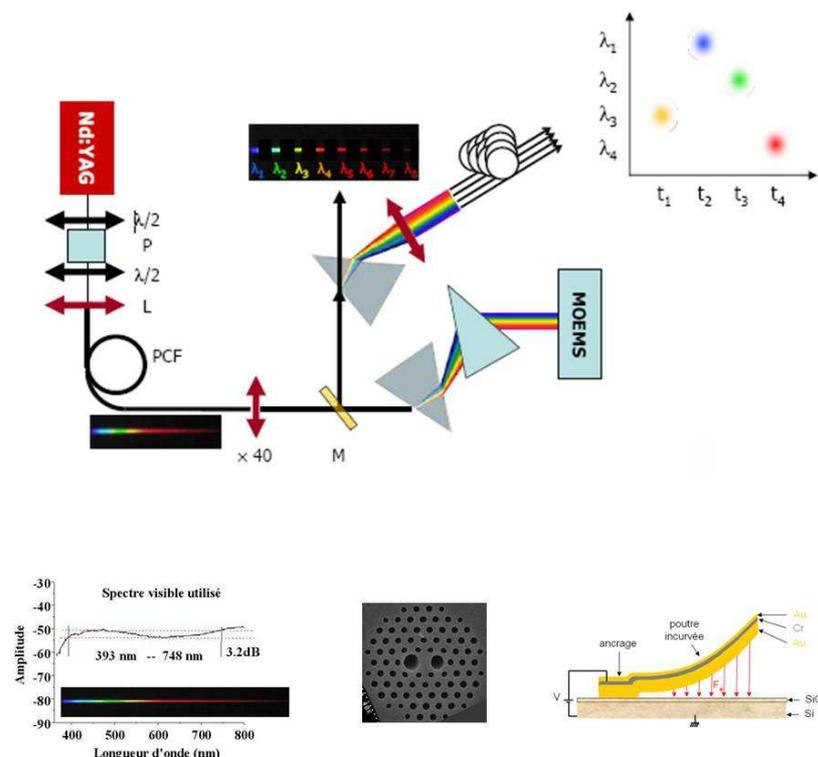
**Figure V.1** : Mélange paramétrique large bande obtenu avec la fibre fortement biréfringente (injection à 1064 nm)

### *V.3 Système de codage d'une source multi-longueurs d'onde pour le diagnostic cellulaire*

Le diagnostic par fluorescence utilisant la cytométrie de flux est une technique très utilisée pour trier des éléments biologiques. Elle consiste à faire défiler des cellules marquées dans le trajet d'un ou plusieurs faisceau(x) laser(s). La fluorescence réémise par les marqueurs introduits dans les cellules permet alors de donner de nombreux renseignements sur les échantillons biologiques sous test. Un nombre important de marqueurs peut être introduit sur le composé à étudier, cependant la multiplication de ces fluorophores est limitée par le recouvrement spectral de leur émission. Une des techniques permettant de pallier ce problème est la méthode de compensation qui consiste à réduire le signal de fluorescence de la part proportionnelle de recouvrement spectral entre deux fluorochromes. Toutefois, le nombre important de marqueurs implique une complexité de l'analyse et par conséquent un taux d'erreur relativement important sur le diagnostic. Une autre technique très prometteuse permettant de remédier à cette difficulté consiste à introduire sur chaque signal excitateur une modulation de fréquence en employant des modulateurs acousto-optiques ou électro-optiques [HAS-87]. Cela permet d'identifier plus facilement la fluorescence émise par un marqueur

en ajoutant un second degré d'analyse. Néanmoins, la modulation fréquentielle générée par les modulateurs ne s'adapte pas bien aux sources impulsionnelles à basse cadence de récurrence. De plus le système de découpe spectrale reste complexe et onéreux à cause de l'importance des aberrations chromatiques qu'il faut compenser.

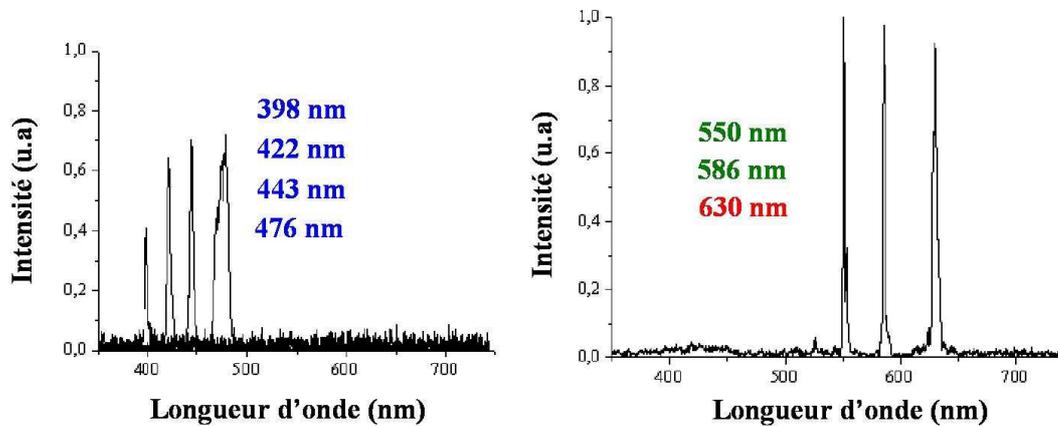
En collaboration avec un étudiant spécialisé dans la fabrication d'éléments électromécaniques microscopiques (MEMS) (« Micro Electro Mechanical Systems »), nous avons proposé une solution originale permettant de réaliser un codage multiple de plusieurs longueurs d'onde. Ce système consiste, dans un premier temps, à disperser le spectre d'une source blanche sur une rangée de miroirs indépendants. L'actionnement d'une ou de plusieurs de ces fines membranes en or permet le prélèvement d'une ou plusieurs longueurs d'onde dans le spectre. Le nombre de raies spectrales découpées dépend directement du nombre de micro-miroirs. La largeur spectrale de chaque raie est fixée par l'étalement des éléments dispersifs et par la largeur des miroirs. Dans un second temps, chaque radiation est couplée dans une fibre optique de différente longueur. Ainsi, un double codage spectral et temporel est obtenu permettant de dissocier plus facilement les fluorescences issues des fluorochromes (Figure V.2).



**Figure V.2 :** (a) Principe du découpage spectral basé sur une source blanche et des micro-miroirs [BOU-08a, BOU-08b] (b) Profil du spectre large bande découpé (c) Image de la structure transverse de la fibre utilisée (d) Constitution des micromiroirs utilisés

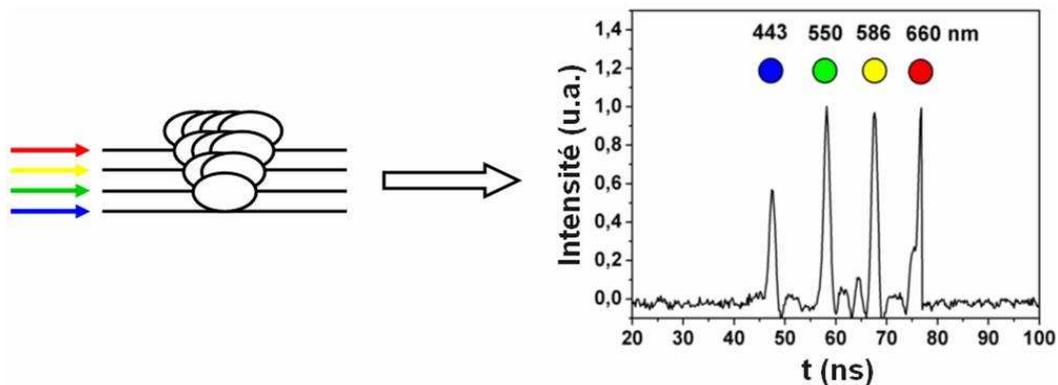
Le spectre visible (393 nm – 748 nm) est obtenu à partir de la fibre fortement biréfringente décrite en détail au chapitre II. Les micro-miroirs sont des éléments électromécaniques de type cantilever. Ils sont au nombre de vingt, ont des dimensions de  $500 \times 600 \mu\text{m}^2$  et sont espacés de  $20 \mu\text{m}$ . Ces commutateurs sont actionnés par des tensions de commande faibles (entre 4 et 20 V) avec une fréquence de récurrence comprise entre 1 Hz et 10 kHz. L'actionnement peut être synchronisé ou bien indépendant.

La figure V.3 représente deux sélections spectrales du supercontinuum résultant de la mise en action synchrone de 4 et 3 micro-miroirs. Les signaux ont des largeurs de 15 et 4 nanomètres, ce qui représente une densité de puissance de  $60 \mu\text{W}$  (pour les raies de 4 nm) et  $225 \mu\text{W}$  pour les raies de 15 nm.



**Figure V.3** : Raies spectrales observées pour 4 et 3 micro-miroirs actionnés simultanément [BOU-08a,BOU-08b]

La figure V.4 représente le résultat après un codage temporel des ondes découpées au sein d'un continuum visible de lumière.



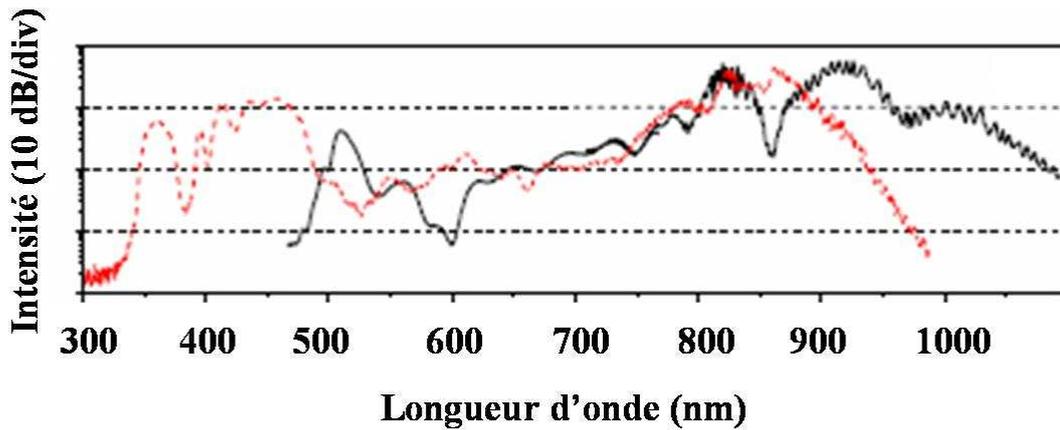
**Figure V.4** : Résultat d'un codage temporel de quatre longueurs d'onde. Longueur des fibres utilisées (2m, 4m, 6m, 8m).

Cette technique, peu coûteuse et peu encombrante, permet de faire une sélection spectrale relativement précise. Le codage temporel permet d'accroître le paramétrage des signaux utilisés pour illuminer les cellules marquées.

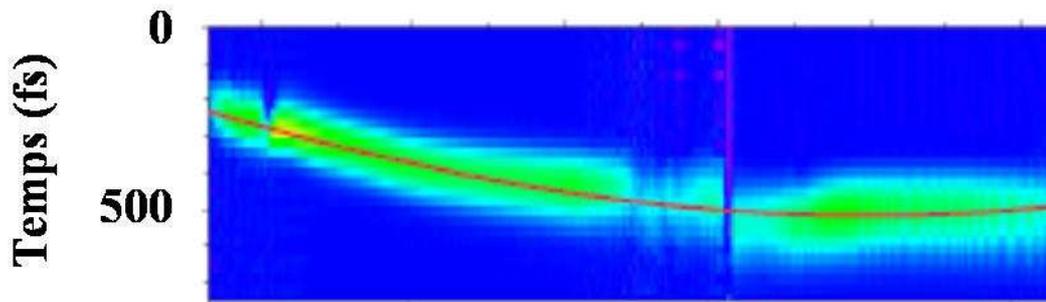
Un brevet et une publication internationale ont été réalisés en collaboration avec l'équipe MINACOM du laboratoire XLIM [BOU-07,BOU-08a].

## V.4 Spectroscopie

Les supercontinua sont des sources de lumière blanche très attractives pour la spectroscopie ultrarapide. L'élargissement spectral mais également la distribution temporelle du supercontinuum sont des paramètres critiques. Si le régime d'excitation femtoseconde permet d'obtenir de larges spectres, sa cohérence temporelle est fortement dégradée. En effet, l'impact de la différence de vitesse de groupe fait exploser le spectre en une multitude d'impulsions de différentes longueurs d'onde. Le seul moyen de conserver une impulsion unique et de réaliser la génération de continuum sur de très courtes longueurs de fibres. Dans le but d'étudier la dynamique de molécules en solution, l'Institut de Physique et Chimie des Matériaux de Strasbourg à réaliser, en collaboration avec notre laboratoire, la génération d'un spectre large à forte cohérence temporelle. Pour cela une source laser Titane : Saphir délivrant des impulsions de 45 fs (taux de répétition de 27 MHz) et un échantillon de quelques millimètres de fibre fortement biréfringente (décrite en détail au chapitre II et analysée expérimentalement aux 3<sup>ème</sup> et 4<sup>ème</sup> chapitres) ont été utilisés. Le spectre s'étend alors de 340 nm à 1100 nm (Figure V.5). La figure V.6 représente la distribution temporelle du spectre sur le mode fondamental.



**Figure V.5 :** Spectres obtenus lorsque la puissance incidente infrarouge est couplée sur le mode fondamental (courbe noire) et sur un mode de gaine (courbe rouge) [LEO-07a]



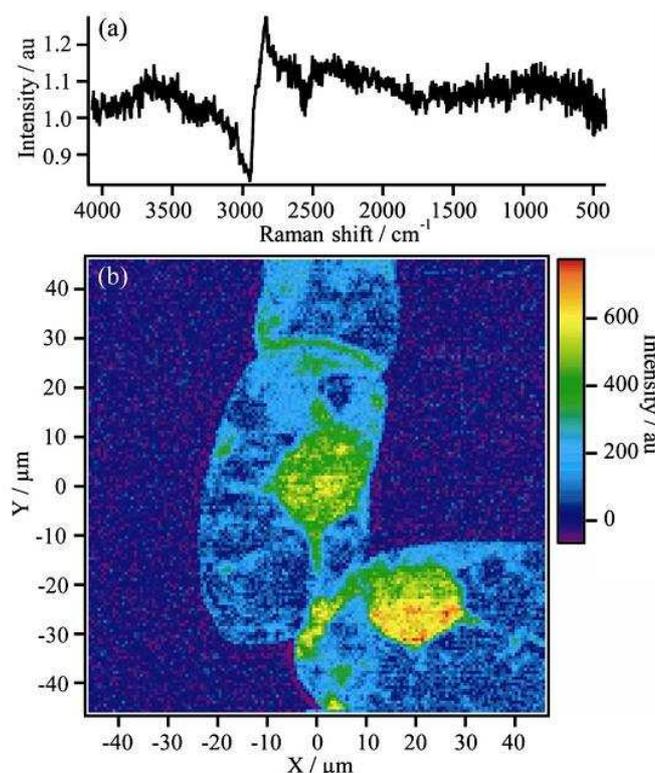
**Figure V.6 :** Distribution temporelle du spectre présenté sur la figure 5 lorsque la puissance incidente est couplée sur le mode fondamental. La courbe rouge représente un fit polynomial de la distribution spectro-temporelle [LEO-07a]

Ce procédé a fait l'objet d'une publication et d'une conférence internationale [LEO-07a, LEO-07b]. Il est à noter que très peu d'études sont menées sur des élargissements spectraux *via* un guide d'onde non-linéaire très court. Par ailleurs, la technique utilisée ne serait pas transposable en régime nanoseconde. En effet, l'utilisation d'un tronçon de fibre court requiert des injections de puissances crêtes très élevées. Par conséquent, les effets thermiques sur la face d'entrée de la fibre sont alors importants.

## V.5 Microscopie CARS

Le CARS (« Coherent anti-Stokes Raman Scattering ») [ZUM-99,CHE-02,HAS-00] est une technique d'analyse et d'imagerie non-linéaire basée sur la reconnaissance des transitions vibrationnelles des molécules. Il est apparenté à un mélange paramétrique de type quatre ondes utilisable dans diverses configurations. Deux impulsions lasers à deux longueurs d'onde différentes sont envoyées sur un élément sous test. Lorsque la différence de fréquence entre les ondes correspond au décalage Raman de ce même élément, l'énergie de l'onde à la fréquence anti-Stokes est exacerbée. L'arrivée des sources de supercontinuum a permis d'étendre l'analyse spectrale du procédé CARS [KAN-05,KEE-04]. Des études ont déjà été menées avec des sources femtoseconde ou picoseconde [PET-05,KAN-06,KEE-04]. Une collaboration entre le laboratoire XLIM et le département de chimie de l'Université de Tokyo a permis de démontrer la possibilité de faire une image non-linéaire de type CARS d'une cellule de tabac à partir d'un continuum nanoseconde. Le système utilisé est une réplique de la source large bande présentée au chapitre III.

La figure V.7 présente un exemple d'image que l'on peut obtenir avec le système développé [OKU-07,OKU-08].



**Figure V.7 :** Image d'une cellule de tabac obtenue par imagerie CARS à partir d'une source large bande nanoseconde

## V.6 Conclusion du cinquième chapitre

Au-delà des études réalisées sur la génération de continuum, les travaux initiés durant cette thèse ont permis de mettre au point plusieurs systèmes utilisables dans de nombreux domaines allant de la cryptographie quantique à l'imagerie non-linéaire CARS.

En effet, le processus de mélange à quatre ondes large bande généré dans un guide particulier a permis la réalisation d'une source de photons intriqués en collaboration avec l'Ecole Polytechnique de Montréal. L'intérêt de cette source réside dans l'écart fréquentiel important entre les raies anti-Stokes et Stokes et de la localisation de la raie Stokes dans la bande télécom.

L'association de la source large bande étudiée et de micro-miroirs électromécaniques a permis de mettre au point un système de codage spectral et temporel pour la cytométrie de flux. Ce développement a été réalisé dans le cadre d'un programme transverse entre l'équipe MINACOM et Photonique du laboratoire XLIM. Une collaboration avec l'industriel HORIBA ABX est en cours afin d'essayer de tester cette invention sur un cytomètre.

Deux autres collaborations avec l'Université de Strasbourg et de Tokyo ont débouchées sur la démonstration d'un système de spectroscopie femtoseconde et d'une imagerie non-linéaire CARS nanoseconde.

## Bibliographie

### B

---

[BEN-84] **Bennett et al.**, “Quantum cryptography: public key distribution and coin tossing”, *Int. Conf. Computers, Systems & Signal Processing, Bangalore, India (IEEE New York)*, p. 175 (1984).

[BOU-07] **Bouyge et al.**, “Procédé et dispositif de caractérisation d’éléments microscopiques”, *Brevet, n° 07/07098* (2007).

[BOU-08a] **Bouyge et al.**, “Discrete spectral selection and wavelength encoding from a visible continuum using optical MEMS”, *Journal of Micromechanics and Microengineering, Vol. 18, p. 065010* (2008).

[BOU-08b] **Bouyge et al.**, “Adaptative spectral selection of a super continuum source using optical MEMS for biomedical diagnosis”, *Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO, San Jose, USA* (2008).

[BUR-70] **Burnham et al.**, “Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs”, *Phys. Rev. Lett., Vol. 25, p. 84* (1970).

### C

---

[CHE-02] **Cheng et al.**, “Laser-scanning coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy and applications to cell biology”, *Biophys. J., Vol. 83, p. 502* (2002).

### D

---

[DOG-03] **Dogariu et al.**, “Correlated photon generation for quantum cryptography”, *NEC Res. Dev., Vol. 44, p. 294* (2003).

---

**F**

---

[FAN-05] **Fan et al.**, “Generation of correlated photon pairs in a microstructure fiber”, *Opt. Lett.*, Vol. 30, p. 1530 (2005).

[FRI-85a] **Friberg et al.**, “Measurement of time delays in the parametric production of photon pairs”, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 54, p. 2011 (1985).

[FRI-85b] **Friberg et al.**, “Intensity dependence of the normalized intensity correlation function in parametric generation”, *Opt. Comm.*, Vol. 54, p. 311 (1985).

---

**G**

---

[GIS-02] **Gisin et al.**, “Quantum cryptography”, *Rev. Of Mod. Phys.*, Vol. 74, p. 145 (2002).

---

**H**

---

[HAS-87] **Hassa et al.**, “Laser-induced fluorescence modulation techniques for velocity measurements in gas flows”, *Exp. In Fluid*, Vol. 5, p. 240 (1987).

[HAS-00] **Hashimoto et al.**, “Molecular vibration imaging in the fingerprint region by use of coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy with a collinear configuration”, *Opt. Lett.*, Vol. 25, p. 1768 (2000).

---

**K**

---

[KAN-05] **Kano et al.**, “Ultrabroadband ( $>2500$  cm<sup>-1</sup>) multiplex coherent anti-Stokes Raman scattering microspectroscopy using a supercontinuum generated from a photonic crystal fiber”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 86, p. 121113 (2005).

[KAN-06] **Kano et al.**, “Vibrational imaging of a single pollen grain by ultrabroadband multiplex coherent anti-Stokes Raman scattering microspectroscopy”, *Chem. Lett.*, Vol. 35, p. 1124 (2006).

[KEE-04] **Kee et al.**, “Simple approach to one-laser, broadband coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy”, *Opt. Lett.*, Vol. 29, p. 2701 (2004).

[KUR-01] **Kurtsiefer et al.**, “High efficiency entangled photon pair collection in type-II parametric fluorescence”, *Phys. Rev. A*, vol. 64, p. 023802 (2001).

---

## L

---

[LEO-07a] **Léonard et al.**, “Broadband ultrafast spectroscopy using a photonic crystal fiber : application to the photophysics of malachite green”, *Opt. Expr.*, Vol. 15, p. 16124 (2007).

[LEO-07b] **Léonard et al.**, “Towards a compact femtosecond spectrometer based on photonic crystal fibers with probe light in the near-UV”, *The European Conference on Lasers and Electro-Optics – CLEO Europe, Paper CF4-3, Allemagne* (2007).

---

## O

---

[OKU-07] **Okuno et al.**, “Ultrabroadband (>2000 cm<sup>-1</sup>) multiplex coherent anti-Stokes Raman scattering spectroscopy using a subnanosecond supercontinuum light source”, *Opt. Lett.*, Vol. 32, p. 3050 (2007).

[OKU-08] **Okuno et al.**, “Ultrabroadband multiplex CARS microspectroscopy and imaging using a subnanosecond supercontinuum light source in the deep near infrared”, *Opt. Lett.*, Vol. 33, p. 923 (2008).

---

## P

---

[PET-05] **Petrov et al.**, “Enhancing red-shifted white-light continuum generation in optical fibers for applications in nonlinear Raman microscopy”, *Opt. Expr.*, Vol. 13, p. 1299 (2005).

---

## R

---

[RAR-05] **Rarity et al.**, “Photonic crystal fiber source of correlated photon pairs”, *Opt. Expr.*, Vol. 13, p. 534 (2005).

---

*S*

---

[SHA-04] **Sharping et al.**, “Quantum-correlated twin photons from microstructure fiber”, *Opt. Exp.*, Vol. 12, p. 3086 (2004).

---

*T*

---

[TIT-98] **Tittel et al.**, “Violation of Bell inequalities by photons more than 10 km apart”, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 81, p. 3563 (1998).

---

*Z*

---

[ZUM-99] **Zumbusch et al.**, “Three-dimensional vibrational imaging by coherent anti-Stokes Raman scattering”, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 82, p. 4142 (1999).



# CONCLUSION GENERALE

**L**e travail de thèse présenté dans ce manuscrit traite de l'étude de conversions non-linéaires et d'élargissements spectraux dans les fibres optiques microstructurées air-silice. Cette étude porte d'une part sur les effets non-linéaires d'ordre trois, tels que la diffusion Raman stimulée ou le mélange à quatre ondes, habituellement mis à profit dans les fibres optiques pour la génération de spectres larges, appelés également « supercontinua ». D'autre part, nous nous sommes intéressés au phénomène de génération de second harmonique, effet non-linéaire d'ordre deux généralement négligé dans les matériaux centrosymétriques comme la silice, et à son implication éventuelle dans un processus de conversion de fréquence large bande.

Tout d'abord, nous avons proposé un profil particulier de fibre optique microstructurée permettant d'initier un mécanisme de mélange à quatre ondes modal, dans le but de développer une méthode originale de génération de supercontinuum dans le domaine visible/ultraviolet. Le guide d'onde multimodal introduit, modélisé numériquement puis réalisé au laboratoire, présente une très forte biréfringence de forme, permettant à la fois d'obtenir un confinement important du champ électromagnétique, une injection modale sélective contrôlée et le maintien de la polarisation. Ces trois caractéristiques se sont révélées favorables à la mise en place d'un mélange paramétrique scalaire large bande à forte efficacité.

Une étude numérique et expérimentale exhaustive a été réalisée, en régime nanoseconde, en fonction de la puissance de pompe injectée dans la fibre, de l'orientation du vecteur polarisation et de la longueur de propagation. Les résultats obtenus ont mis en évidence la formation, par mélange à quatre ondes, d'une raie Stokes à la longueur d'onde de 1481 nm et d'une raie anti-Stokes à 829 nm. Le positionnement stratégique de la raie anti-Stokes au niveau de la longueur d'onde de dispersion nulle du mode  $LP_{11}$  a pu servir de relais à une nouvelle extension du spectre vers les longueurs d'onde basses. Il résulte de ce mécanisme non-linéaire la génération d'un supercontinuum visible/ultraviolet sur le premier mode d'ordre supérieur du guide d'onde. Notons que la distribution transverse d'énergie associée à ce mode - présentant un zéro de champ dans l'axe optique - peut être contraignante pour certaines applications. Toutefois, il est également possible de

générer un spectre visible sur le mode fondamental ( $LP_{01}$ ) *via* un processus de mélange à quatre ondes vectoriel. Dans ce cas, l'efficacité de conversion et l'extension spectrale vers les hautes fréquences sont malheureusement nettement moindres.

Cette méthode de génération de supercontinuum dans le visible/ultraviolet se distingue de celles déjà étudiées dans la littérature de par le pompage (opéré à 1064 nm) éloigné de la longueur d'onde de dispersion nulle ( $\sim 850$  nm) et la maîtrise d'une injection modale sélective. Elle a permis d'obtenir des résultats notables aux longueurs d'onde bleues/ultraviolettes, qui sont actuellement exploités par la société LEUKOS. Cependant, une analyse en régimes picoseconde et femtoseconde a mis en évidence les limites de ce procédé, dues à la forte différence de vitesse de groupe entre les ondes de pompe couplées sur les modes  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$ . Un arrêt rapide du processus de mélange paramétrique modal est en effet observé, notamment pour des impulsions très courtes (femtosecondes), montrant la forte influence du régime d'excitation temporel.

Un travail complémentaire a porté sur l'analyse expérimentale et théorique de l'influence des paramètres opto-géométriques de la fibre microstructurée sur le décalage fréquentiel du mélange à quatre ondes. Dans ce cadre, une étude systématique a conduit à la mise en place d'un outil numérique permettant de définir rapidement le profil transverse du guide en fonction de la position des ondes Stokes et anti-Stokes souhaitée.

Par ailleurs, le phénomène de génération de second harmonique dans les fibres optiques microstructurées air-silice et son implication dans un élargissement spectral visible ont été abordés. En premier lieu, une étude expérimentale a permis de mettre en évidence la présence d'un signal harmonique généré spontanément dans des fibres composées de silice pure et d'air, et résultant de l'interaction du champ propagé avec les nombreuses interfaces air-verre. L'efficacité de conversion obtenue pour ce processus spontané reste cependant trop faible pour initier un spectre large dans le domaine visible.

Nous avons complété notre étude par l'utilisation d'une fibre microstructurée à cœur fortement dopé au germanium afin d'exacerber le processus de génération de second harmonique et de l'utiliser pour engendrer un spectre large bande. Pour ce faire, la technique de photo-inscription tout optique, également appelée « poling » optique, a été employée. Cette expérimentation a conduit à l'initiation d'un élargissement spectral dans le visible grâce à l'onde à la fréquence double. Le spectre final obtenu, suite à l'effet de modulation mutuelle de phase de solitons infrarouges sur

l'onde verte, s'étend sur une largeur d'environ 250 nm.

De plus, l'étude du doublage de fréquence dans une fibre optique standard unimodale a montré tout le potentiel de cet effet non-linéaire d'ordre deux pour la mise en place de conversions non-linéaires du troisième ordre. En effet, une cascade de plus de neuf raies Raman a pu être engendrée à partir de l'onde à la fréquence double. Au-delà de cet élargissement spectral conséquent, nous avons identifié la diffusion Raman stimulée comme étant l'un des principaux effets limitant le processus de « poling » optique dans une fibre optique.

Enfin, plusieurs collaborations avec des laboratoires extérieurs ont pu être mises en place suite aux résultats obtenus, en matière de génération de supercontinuum, à partir de la fibre microstructurée biréfringente décrite précédemment. Ces collaborations portent sur le développement d'applications diverses, dans les domaines des télécommunications et du diagnostic biomédical. D'une part, des investigations menées à l'École Polytechnique de Montréal ont concerné la génération de photons intriqués pour la cryptographie quantique. Dans ce cadre, le fait que le guide biréfringent permette de générer des ondes Stokes et anti-Stokes très éloignées spectralement a suscité un intérêt pour la génération de paires de photons jumeaux. D'autre part, en collaboration avec le département MINACOM du laboratoire XLIM, nous avons conçu un système de découpage spectral pour le diagnostic cellulaire par fluorescence. Pour cela, une source supercontinuum visible compacte, développée à partir de la fibre biréfringente, a été associée à un réseau de micromiroirs déformables afin de procéder à un codage spectro-temporel pour des analyses de fluorescence multi-paramétrées. Des expériences de spectroscopie résolue en temps ont également été menées au laboratoire IPCMS de l'Université de Strasbourg. Ces travaux utilisaient la fibre optique proposée afin de générer un élargissement spectral visible/ultraviolet à partir d'un pompage en régime femtoseconde. Finalement, une collaboration avec l'Université de Tokyo a permis de démontrer, pour la première fois à notre connaissance, qu'une source supercontinuum compacte, *i.e.* intégrant un microlaser, pouvait permettre d'obtenir des images de cellules biologiques par la technique d'imagerie non-linéaire CARS.



## *Liste des publications*



**Journaux  
internationaux à  
comité de lecture**

VINCENT TOMBELAINE, **CHRISTELLE LESVIGNE**, VINCENT COUDERC, PHILIPPE LEPROUX, LUDOVIC GROSSARD, JEAN-LOUIS AUGUSTE, JEAN-MARC BLONDY

“Ultra wide band supercontinuum generation in air-silica holey fibres by SHG-induced modulation instabilities”

*Optics Express, Volume 13, p. 7399-7404 (2005)*

MATHIEU LAROCHE, PHILIPPE LEPROUX, VINCENT COUDERC, **CHRISTELLE LESVIGNE**, HERVE GILLES, SYLVAIN GIRARD

“Compact subnanosecond wide band laser source for biological applications”

*Applied Physics B, Volum 86, p. 601-604 (2006)*

**CHRISTELLE LESVIGNE**, VINCENT COUDERC, ALESSANDRO TONELLO, PHILIPPE LEPROUX, ALAIN BARTHELEMY, SUZANNE LACROIX, FREDERIC DRUON, PIERRE BLANDIN, MARC HANNA, PATRICK GEORGES

“Visible supercontinuum generation controlled by inter-modal four-wave mixing in microstructured fibers”

*Optics Letters, Volume 32, p. 2173-2175 (2007)*

DAVID BOUYGE, **CHRISTELLE LESVIGNE-BUY**, AURELIAN CRUNTEANU, VINCENT COUDERC, PHILIPPE LEPROUX, PIERRE BLONDY, LAURENT LEFORT

“Discrete spectral selection and wavelengths encoding from a visible continuum using optical MOEMS”

*Journal of Micromechanics and Microengineering, Volume 18, 065010 (2008)*

**Journaux  
nationaux à  
comité de lecture**

VINCENT TOMBELAINE, **CHRISTELLE LESVIGNE-BUY**, PHILIPPE  
LEPROUX, VINCENT COUDERC, GILLES MELIN

“Optical poling in germanium-doped microstructured optical fiber  
for visible supercontinuum generation”

*Optics Letters, Volume 33, p. 2011-2013 (2008)*

(Article sélectionné pour parution dans le “Virtual Journal of  
Ultrafast Science”, octobre 2008)

PIERRE BLANDIN, FREDERIC DRUON, MARC HANNA, SANDRINE  
LÉVÊQUE-FORT, **CHRISTELLE LESVIGNE**, VINCENT COUDERC,  
PHILIPPE LEPROUX, ALESSANDRO TONELLO, PATRICK GEORGES

“Picosecond polarized supercontinuum generation controlled by  
intermodal four-wave mixing for fluorescence lifetime imaging  
microscopy”

*Optics Express, Volume 16, p. 18844-18849 (2008)*

**CHRISTELLE LESVIGNE**, VINCENT TOMBELAINE, LUDOVIC  
GROSSARD, PHILIPPE LEPROUX, JEAN-MARC BLONDY, JEAN-LOUIS  
AUGUSTE, PHILIPPE ROY, VINCENT COUDERC, GUILLAUME HUSS,  
PAUL-HENRI PIOGER

“Génération d’un supercontinuum utilisant le doublage et le triplage  
de fréquence dans une fibre microstructurée »

*Journal de Physique IV, Volume 135, p. 219-221 (2006)*

PHILIPPE LEPROUX, JEAN-LOUIS AUGUSTE, VINCENT COUDERC,  
**CHRISTELLE LESVIGNE**, AUDE ROY, VINCENT TOMBELAINE, JEAN-  
MARC BLONDY, PHILIPPE ROY, CHRISTINE RESTOIN, PIERRE-OLIVIER  
MARTIN

“Génération de supercontinuum dans les fibres optiques  
microstructurées air-silice : potentialités pour l’émission UV  
cohérente”

*Journal de Physique IV, Volume 138, p. 141-151 (2006)*

**Conférences  
internationales**

**CHRISTELLE LESVIGNE**, VINCENT TOMBELAINE, PHILIPPE LEPROUX,  
VINCENT COUDERC, JEAN-LOUIS AUGUSTE, JEAN-MARC BLONDY,  
GUILLAUME HUSS

“Second and third order nonlinearities in a highly birefringent holey  
fibre for supercontinuum generation”

*Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO, Long Beach, USA (2006)*

**VINCENT TOMBELAINE**, **CHRISTELLE LESVIGNE**, VINCENT  
COUDERC, PHILIPPE LEPROUX, LUDOVIC GROSSARD

“Dynamics of modulation instability in large normal dispersion  
regime induced by double wavelength pumping”

*Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO, Long Beach, USA (2006)*

**CHRISTELLE LESVIGNE**, VINCENT COUDERC, PHILIPPE LEPROUX,  
VINCENT TOMBELAINE, LAURENT LABONTE, ALAIN BARTHELEMY,  
JEAN-LOUIS AUGUSTE, XAVIER DAXHELET, SUZANNE LACROIX,  
YVES JAOUEN

“Second harmonic generation in a highly birefringent nonlinear  
microstructured fibre”

*Eurpoean Conference on Optical Communication ECOC, Cannes, France  
(2006)*

**PHILIPPE LEPROUX**, VINCENT COUDERC, PHILIPPE ROY, **CHRISTELLE  
LESVIGNE**, AUDE ROY, VINCENT TOMBELAINE, JEAN-LOUIS  
AUGUSTE, JEAN-MARC BLONDY

“Original holey fibres and nonlinear schemes for supercontinuum  
generation”

*SPIE Europe – International Congress on Optics and Optoelectronics  
ICOO, Prague, République Tchèque (2007) Papier invité*

PIERRE BLANDIN, FREDERIC DRUON, MARC HANNA, PATRICK GEORGES, SANDRINE LEVEQUE-FORT, **CHRISTELLE LESVIGNE**, VINCENT COUDERC, PHILIPPE LEPROUX

“Supercontinuum generation in a highly birefringent photonic crystal fiber seeded by a low-repetition rate picosecond infrared laser”

*SPIE Europe – International Congress on Optics and Optoelectronics ICOO, Prague, République Tchèque (2007)*

VINCENT COUDERC, **CHRISTELLE LESVIGNE**, PHILIPPE LEPROUX, VINCENT TOMBELAINE, GILLES MELIN, ANNE FLEUREAU, SIMON LEMPEREUR, LAURENCE GALKOVSKY

“Phase matched and phase unmatched second harmonic generation in optical fibers”

*Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society LEOS, Lake Buena Vista, USA (2007) **Papier invité***

PIERRE BLANDIN, FREDERIC DRUON, MARC HANNA, PATRICK GEORGES, SANDRINE LEVEQUE-FORT, MARIE-PIERRE FONTAINE-AUPART, **CHRISTELLE LESVIGNE**, VINCENT COUDERC, PHILIPPE LEPROUX

“Supercontinuum generation in a highly birefringent photonic crystal fiber seeded by a low-repetition rate picosecond infrared laser »

*European Conference on Lasers and Electro-Optics and the International Quantum Electronics Conference CLEO Europe/IQEC, Munich, Allemagne (2007)*

**Conférences  
nationales**

PHILIPPE LEPROUX, **CHRISTELLE BUY-LESVIGNE**, VINCENT  
TOMBELAINE, VINCENT COUDERC, JEAN-LOUIS AUGUSTE, JEAN-  
MARC BLONDY, GILLES MELIN, KAY SCHUSTER, JENS KOBELKE,  
HARTMUT BARTELT

“Methods for visible supercontinuum generation in doped and  
undoped holey fibres”

*SPIE Europe – Photonics Europe, Strasbourg, France (2008)*

VINCENT TOMBELAINE, **CHRISTELLE BUY-LESVIGNE**, VINCENT  
COUDERC, PHILIPPE LEPROUX, GILLES MÉLIN, KAY SCHUSTER, JENS  
KOBELKE, HARTMUT BARTELT

“Second harmonic generation in Ge-doped silica holey fibres and  
supercontinuum generation”

*SPIE Europe – Photonics Europe, Strasbourg, France (2008)*

DAVID BOUYGE, **CHRISTELLE BUY-LESVIGNE**, VINCENT COUDERC,  
AURELIAN CRUNTEANU, PHILIPPE LEPROUX, LAURENT LEFORT,  
PIERRE BLONDY

“Adaptative spectral selection of a supercontinuum source using  
optical MEMS”

*Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO, San Jose, USA (2008)*

CHRISTELLE LESVIGNE, VINCENT TOMBELAINE, LUDOVIC  
GROSSARD, PHILIPPE LEPROUX, JEAN-MARC BLONDY, JEAN-LOUIS  
AUGUSTE, PHILIPPE ROY, VINCENT COUDERC, GUILLAUME HUSS,  
PAUL-HENRI PIOGER

“Génération d’un supercontinuum utilisant le doublage et le triplage  
de fréquence dans une fibre microstructurée”

*9<sup>ème</sup> Colloque sur les Lasers et l’Optique Quantique COLOQ’9, Dijon  
(2005)*

**CHRISTELLE LESVIGNE**, VINCENT TOMBELAINE, PHILIPPE LEPROUX,  
VINCENT COUDERC, JEAN-LOUIS AUGUSTE, JEAN-MARC BLONDY,  
PHILIPPE ROY, GUILLAUME HUSS, PAUL-HENRI PIOGER

“Fibre optique microstructurée fortement biréfringente pour la  
génération d’un continuum par effet de doublage et de triplage de  
fréquence”

*24<sup>ème</sup> Journée Nationale d’Optique Guidée JNOG, Chambéry (2005)*

**CHRISTELLE LESVIGNE**, VINCENT COUDERC, PHILIPPE LEPROUX,  
SUZANNE LACROIX, ALAIN BARTHELEMY

“Etude expérimentale de la génération de second harmonique dans  
les fibres optiques microstructurées air-silice”

*25<sup>ème</sup> Journée Nationale d’Optique Guidée JNOG, Metz (2006)*

**CHRISTELLE LESVIGNE**, VINCENT COUDERC, PHILIPPE LEPROUX,  
KARIMA EL FELLOUS, DOMINIQUE PAGNOUX, ALAIN BARTHELEMY,  
XAVIER DAXHELET, SUZANNE LACROIX

“Mélange à quatre ondes modal dans les fibres microstructurées –  
Rôle dans la génération de supercontinuum”

*25<sup>ème</sup> Journée Nationale d’Optique Guidée JNOG, Metz (2006)*

**DOMINIQUE PAGNOUX**, KARIMA EL FELLOUS, PAUL-HENRI PIOGER,  
SUZANNE LACROIX, **CHRISTELLE LESVIGNE**, VINCENT COUDERC,  
ALAIN BARTHELEMY, PHILIPPE LEPROUX

“Emission Cerenkov dans les fibres microstructurées”

*25<sup>ème</sup> Journée Nationale d’Optique Guidée JNOG, Metz (2006)*

PHILIPPE LEPROUX, JEAN-LOUIS AUGUSTE, VINCENT COUDERC,  
CHRISTELLE LESVIGNE, AUDE ROY, VINCENT TOMBELAINE, JEAN-  
MARC BLONDY, PHILIPPE ROY, PIERRE-OLIVIER MARTIN

“Génération de supercontinuum dans les fibres optiques  
microstructurées air-silice : potentialités pour l’émission UV  
cohérente”

*8<sup>ème</sup> Colloque sur les Sources Cohérentes et Incohérentes UV, VUV et X,  
Colleville sur Mer (2006) Papier invité*

CHRISTELLE LESVIGNE, VINCENT COUDERC, ALESSANDRO  
TONELLO, PHILIPPE LEPROUX, ALAIN BARTHELEMY, SUZANNE  
LACROIX, NICOLAS TRAYNOR

“Mélanges paramétriques large bande permettant l’amorçage d’un  
continuum visible dans une fibre optique”

*26<sup>ème</sup> Journée Nationale d’Optique Guidée JNOG, Grenoble (2007)*

VINCENT COUDERC, ALESSANDRO TONELLO, PHILIPPE LEPROUX,  
CHRISTELLE BUY-LESVIGNE ALAIN BARTHELEMY, SUZANNE  
LACROIX, NICOLAS TRAYNOR

“Génération de second harmonique et élargissements spectraux dans  
les fibres dopées germanium”

*27<sup>ème</sup> Journée Nationale d’Optique Guidée JNOG, Lannion (2008)*

## **Brevets**

CHRISTELLE LESVIGNE, VINCENT COUDERC, PHILIPPE LEPROUX,  
JEAN-LOUIS AUGUSTE, GUILLAUME HUSS

“Guide d’ondes non linéaire biréfringent”

*Déposé le 12 décembre 2006, n° 06/1083 (France)*

DAVID BOUYGE, AURELIAN CRUNTEANU, **CHRISTELLE LESVIGNE**,  
VINCENT COUDERC, PHILIPPE LEPROUX

“Procédé et dispositif de caractérisation d’éléments microscopiques”

*Déposé le 10 octobre 2007, n° 07/07098 (France)*



## **Résumé**

Dans les systèmes actuels la génération de supercontinuum est basée sur l'utilisation d'une onde de pompe unique correspondant à la longueur d'onde de dispersion nulle d'une fibre optique. *Via* de multiples effets non-linéaires, un élargissement spectral large est obtenu. Une partie de ce travail de thèse a été de développer un processus non-linéaire innovant, basé sur un mélange à quatre ondes large bande intermodal particulier. Une étude systématique a permis de mettre en évidence l'impact de l'injection sélective, du vecteur polarisation, de la longueur de fibre et des paramètres opto-géométriques du guide sur le profil du spectre. Parallèlement, nous avons montré que la génération de second harmonique, obtenue directement dans les fibres optiques dopées, pouvait contribuer de manière très importante aux élargissements spectraux. Les effets de conversion à cette fréquence double ont également été évalués dans les fibres microstructurées en silice non dopées.

**Mots clés :** fibre optique microstructurée, mélange à quatre ondes, génération de second harmonique, génération de supercontinuum.

## **Abstract**

Currently, supercontinuum generation is based on the use of a single pump localised near the zero dispersion wavelength of the optical fiber. Thanks to different nonlinear effects, a spectral broadening is obtained. The first part of this work was to develop a innovating nonlinear process, based on a particular intermodal four wave mixing. A systematic study made it possible to highlight the impact of the selective injection, the polarization, the length of the fibre and the opto-geometrical parameters of the guide on the profile of the spectrum. In parallel, we showed that the second harmonic generation, obtained directly inside doped fibres, could contribute to important spectral widenings. Moreover, we also evaluated conversion effects in pure silica microstructured fibres.

**Keywords :** optical microstructured fibre, four wave mixing, second harmonic generation, supercontinuum generation.