

UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé

FACULTE des Sciences et Techniques

Institut de recherche XLIM

Thèse N° 37-2007

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

Vincent TOMBELAINE

le 09 octobre 2007

***Etude de rayonnements à large bande spectrale induits
dans les fibres optiques microstructurées air-silice***

Thèse dirigée par Vincent Couderc et Philippe Leproux

JURY :

M ^r M. Douay	Professeur, Université de Lille	Président
M ^r G. Millot	Professeur, Université de Bourgogne	Rapporteur
M ^r T. Sylvestre	Chargé de Recherche CNRS, Université de Franche-Comté	Rapporteur
M ^r P. Emplit	Professeur, Université libre de Bruxelles	Examineur
M ^r P. Leproux	Maître de Conférences, Université de Limoges	Examineur
M ^r V. Couderc	Chargé de Recherche CNRS, Université de Limoges	Examineur
M ^r P. Nérin	Ingénieur Horiba-ABX, Montpellier	Invité

Remerciements

Tous les travaux rapportés dans cette thèse ont été effectués au sein de l'Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes (IRCOM) puis de l'institut Xlim dont je remercie les directeurs successifs, Alain Barthélémy et Pierre Yves Guillon. Je remercie encore Alain Barthélémy de m'avoir accueilli au sein du département Photonique, où il m'a été permis de travailler dans de très bonnes conditions.

Je tiens à remercier Guy Millot, Professeur de l'Université de Bourgogne, et Thibaut Sylvestre, Chargé de Recherche CNRS à l'Université de Franche-Comté, pour m'avoir fait l'honneur de rapporter mon travail de thèse.

J'adresse mes remerciements aux autres membres du jury pour avoir lu et jugé mon manuscrit : Marc Douay, Professeur de l'Université de Lille, Philippe Emplit, Professeur de l'Université libre de Bruxelles, et Philippe Nérin, Ingénieur de la société Horiba-ABX.

J'exprime plus particulièrement ma gratitude et ma reconnaissance à mes deux encadrants, Vincent Couderc et Philippe Leproux, pour leurs conseils, leur disponibilité, les discussions et la patience dont ils ont fait preuve à mon égard. Je souligne aussi leur bonne humeur quotidienne et leur facilité de contact qui m'ont permis de faire progresser au mieux mon travail. Vincent, Philippe, MERCI !!!

Je tiens à remercier toutes les autres personnes du département Photonique pour leurs diverses aides.

Pour Sophie Lebraud et Nathalie Buisson (mes deux secrétaires préférées), j'adresse un grand merci pour tous les services rendus avec en prime un sourire à chaque fois.

J'adresse aussi des remerciements plus personnels à des doctorants ou post-docs, passés ou présents, avec qui j'ai passé d'agréables moments professionnels ou extra professionnels.

Je commencerai par les anciens : Pierre-Alain qui m'a aidé lors de mon stage de DEA, Paulo, Bertrand, David, Mickaël qui m'ont fait découvrir les pauses conviviales au labo entre deux expériences. Merci aussi à Pierre pour les nombreux petits services rendus et à Guss.

Je remercie Marc et Julien, nouveaux venus dans l'équipe, Christelle, Aude pour leur sympathie et je leur souhaite bon courage pour la suite. Merci à Bouiboui pour la multitude de souvenirs engrangés (parfois flippants) lors de notre voyage.

Dans ces quelques lignes, je ne peux oublier les personnes de la « Dream Team » de la FAC avec qui j'ai passé des moments inoubliables. Pour ces personnes un continuum de merci ne suffirait pas pour exprimer ma reconnaissance et ma gratitude envers eux. Le dernier à avoir intégré cette « Dream Team » est Micka, le chimiste bougon, qui est à découvrir sous sa carapace d'homme des cavernes mangeur de patates. Il m'a initié au Poker, mais comme l'élève a dépassé le maître il ne veut plus jouer avec moi (comme au tennis et au basket par ailleurs), peut être trouverons nous un autre sport. Je continue avec *Le grand* qui est toujours dans les bons coups. Je le remercie pour tous les grands films d'auteurs qu'il m'a faits découvrir au ciné. Un dernier conseil : attention aux guets-apens tendus par ce dernier car cela peut aller très vite. Winnie, après avoir été mon prof en licence, est devenu un ami avec qui il est agréable de discuter. Dès que j'ai une question ou besoin d'un conseil, il est toujours là pour y répondre. J'ai tenté de l'initier au sport (évidemment à la TV) mais rien à y faire. Pas grave, tout le monde a un côté obscur. Lolo, l'homme de Razac, à qui je divulgue ma culture du sport. Il se dit sportif mais n'en a jamais fait. C'est une personne simple, généreuse, discrète, toujours à l'écoute. Pour finir, mes collègues de bureau : Laure (la plus belle des thésardes) et Raf (à l'humour inégalable). Laure a été le rayon de soleil du bureau tout le temps souriante et de bonne humeur. Elle est une organisatrice de week-end magique à la campagne (je remercie par la même occasion Eric). Raf, c'est l'humoriste du bureau. Toujours la bonne blague qui ne fait pas toujours rire. Il est très agréable à vivre, toujours là pour rendre service mais surtout c'est quelqu'un de très ordonné à l'image de sa coiffure. A toutes les personnes citées dans ce paragraphe, je vous remercie du fond du cœur des moments passés et je n'oublierai jamais les fous rires de soirées, les vidéos réalisées, les pauses café, les week-ends campagnards, et tout le reste... DANKE FREUNDE !!

Je remercie très fortement aussi le Flo (plus qu'un ami, mon « frérot ») avec qui j'ai partagé énormément de bons souvenirs tout au long de ces années d'études, de football et de temps libre.

J'ai une pensée toute particulière pour les personnes qui m'ont toujours soutenu et encouragé : mes parents, ma Tatie, ma Mamie, ma Mémé, et mon Pépé.

Pour finir, les derniers remerciements reviendront à la personne de mon cœur. Dans tous les moments, bons ou moins bons, elle a été à mes côtés et m'a soutenu. Ce dernier remerciement est pour toi Juliette.

Table des matières

INTRODUCTION GENERALE	11
- CHAPITRE I - GENERATION DE SUPERCONTINUUM ET EFFETS NON LINEAIRES DANS LES FIBRES OPTIQUES	17
I.1. Introduction	19
I.2. Les milieux non linéaires pour la génération de supercontinua	20
I.2.1. Les milieux massifs, les liquides, les gaz	20
I.2.2. Les guides optiques	24
I.2.2.1. Les guides sur matériaux massifs	25
I.2.2.2. Les fibres optiques	26
I.2.2.2.1. Généralités sur les fibres	26
I.2.2.2.2. La génération de supercontinua dans les fibres conventionnelles	31
I.2.2.2.3. L'apport des fibres microstructurées	32
I.2.2.2.4. Fibres optiques en verres non silice	40
I.2.3. Milieux non linéaires - conclusion	41
I.3. Les effets non linéaires dans les fibres optiques	43
I.3.1. L'automodulation de phase	44
I.3.2. La modulation de phase croisée	46
I.3.3. L'auto-raïdissement de l'impulsion	46
I.3.4. Les effets solitoniques	47
I.3.4.1. La fission soliton	49
I.3.4.2. L'autodécalage en fréquence des solitons	50
I.3.4.3. Génération d'ondes dispersives	52
I.3.5. Mélange à quatre ondes / Instabilité de modulation	54
I.3.6. Accord de phase de type Čerenkov spatial	57
I.3.7. La diffusion Raman	58
I.3.8. Effet non linéaire d'ordre 2 : génération de second harmonique	60
I.3.9. Effets non linéaires dans les fibres - conclusion	63
I.4. Les sources de pompe utilisées	64
I.4.1. Régime femtoseconde	67
I.4.2. Régime picoseconde	68
I.4.3. Régime nanoseconde	69
I.4.4. Régime continu	71
I.4.5. Sources de pompe - conclusion	72
I.5. Conclusion	73
Bibliographie	76

- CHAPITRE II - SYSTEME DE DOUBLE POMPAGE POUR LA GENERATION DE SPECTRES VISIBLES	87
II.1. Introduction	89
II.2. Elargissement spectral dans le visible et l'infrarouge par double pompage : utilisation d'une fibre microstructurée présentant une symétrie $\pi/3$	91
II.2.1. Montage expérimental	91
II.2.2. Résultats expérimentaux	93
II.3. Etude expérimentale, compréhension du phénomène d'élargissement spectral	97
II.3.1. Evolution du supercontinuum en fonction de la puissance de pompe injectée	98
II.3.1.1. Montage expérimental	98
II.3.1.2. Variation de la puissance de pompe infrarouge	99
II.3.1.3. Variation de la puissance de pompe verte	103
II.3.1.4. Effet de la puissance des ondes de pompe - conclusion	104
II.3.2. Evolution du supercontinuum en fonction de la longueur d'interaction	105
II.3.3. Evolution du continuum en fonction de l'état de polarisation des ondes de pompe	108
II.3.3.1. Etat de polarisation du faisceau de sortie	108
II.3.3.2. Impact de l'orientation des vecteurs polarisation des ondes de pompe sur l'élargissement spectral	114
II.3.3.3. Etude de la polarisation - conclusion	119
II.3.4. Influence du décalage temporel des impulsions en entrée de fibre	119
II.3.4.1. Montage expérimental	120
II.3.4.2. Retard de l'impulsion infrarouge	121
II.3.4.3. Retard de l'impulsion verte	123
II.4. Modélisation du phénomène d'élargissement spectral	124
II.4.1. Présentation du logiciel	124
II.4.2. Paramètres de simulation	126
II.4.3. Résultats obtenus pour un pompage unique à 1064 nm	129
II.4.4. Résultats obtenus pour un double pompage 1064/532 nm	132
II.4.5. Modélisation du phénomène - conclusion	135
II.5. Observation de l'évolution de l'enveloppe temporelle de l'impulsion infrarouge	136
II.6. Suppression de la diffusion Raman stimulée dans le visible	139
II.7. Evolution du guide d'ondes non linéaire	148
II.7.1. Comparaison de plusieurs fibres microstructurées à symétrie $\pi/3$	148
II.7.2. Fibre microstructurée biréfringente	153
II.7.2.1. Caractéristiques de la fibre optique	153
II.7.2.2. Génération de continuum par double pompage	156
II.7.2.3. Injection dans les interstices : possibilité d'un deuxième guide d'ondes	159
II.7.2.4. Fibre microstructurée biréfringente - conclusion	164
II.8. Exemple d'application : microscopie CARS	165
II.9. Conclusion	166
Bibliographie	169

- CHAPITRE III - SYTEMES D'ELARGISSEMENT SPECTRAL AVEC CREATION D'UNE POMPE SECONDAIRE INTRA-FIBRE	175
III.1. Introduction	177
III.2. Génération de second harmonique dans une fibre optique microstructurée pour la réalisation d'une source blanche	178
III.2.1. Génération de second harmonique dans une fibre microstructurée air-silice fortement dopée au germanium	181
III.2.2. Elargissement spectral dans le visible issu de la génération de second harmonique dans la fibre	185
III.2.3. Génération de second harmonique - conclusion	189
III.3. Mélange à quatre ondes large bande pour la génération d'un continuum visible	191
III.3.1. Pompage en régime anormal à 1064 nm	191
III.3.1.1. Montage expérimental	191
III.3.1.2. Résultats expérimentaux et discussions	194
III.3.1.3. Combinaison : double pompage/mélange paramétrique	199
III.3.2. Pompage en régime normal à 532 nm	201
III.3.2.1. Montage expérimental	202
III.3.2.2. Résultats expérimentaux	203
III.3.2.3. Calcul numérique et discussions	206
III.3.3. Mélange à quatre ondes large bande - conclusion	207
III.4. Exemple d'application : spectro-tomographie	208
III.5. Conclusion	210
Bibliographie	212
CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES	217
LISTE DES PUBLICATIONS	223

INTRODUCTION GENERALE



L'analyse cellulaire par cytométrie de flux est une technique de diagnostic biomédicale. Cette technique est définie comme l'étude précise de particules isolées (cellules, bactéries, etc.) entraînées par un flux liquide. Le système permet une caractérisation individuelle, quantitative et qualitative d'éléments microscopiques en suspension dans un liquide. La source de lumière, permettant d'exciter l'échantillon sous test, est un élément de base. L'interaction entre la lumière et les particules permet alors d'obtenir de précieuses informations sur la forme et la constitution de celles-ci. La diffraction, la réflexion, la réfraction mais aussi la photoluminescence permettent de caractériser rapidement une particule. De plus, l'utilisation de la fluorescence émise par une cellule grâce, par exemple, à l'introduction de marqueurs (fluorochromes) est actuellement très développée et représente une technique d'identification performante. Néanmoins, l'augmentation du nombre de marqueurs nécessite l'utilisation de plusieurs sources de lumière, ce qui accroît le coût et la complexité du système d'analyse. L'une des solutions, pour palier à cette augmentation de sources, consiste à employer un système laser émettant un rayonnement à large bande spectrale homogène (supercontinuum) afin d'exciter de manière synchrone différents fluorochromes. Au-delà du profil spectral du rayonnement de cette source, plusieurs autres paramètres essentiels interviennent tels que la localisation de la bande spectrale, la fréquence de récurrence, la densité spectrale de puissance, le coût, la compacité. Par conséquent, s'il est possible de dresser le portrait de la source laser idéale (spectre de puissance visible homogène entre 300 et 700 nm, densité spectrale de puissance > 1 mW/nm, émission continue, coût inférieur à 20 k€), il est plus difficile de satisfaire à tous ces critères. A notre connaissance, aucune source remplissant l'ensemble de ces critères n'a encore été rapportée dans la littérature. Les sources de continuum, les plus aptes à remplir les conditions requises pour la cytométrie de flux, sont composées d'une fibre optique non linéaire couplée à un laser impulsionnel délivrant une très forte puissance crête. L'arrivée en 1996 des fibres optiques microstructurées air-silice (Knight¹) a amélioré de manière significative la génération de continua dans le domaine visible. L'autre avancée majeure a été l'utilisation d'un microlaser sub-nanoseconde (Provino²) qui a permis de réduire le coût et l'encombrement des sources de supercontinuum. Toutefois, certaines caractéristiques telles que l'émission d'un spectre visible en régime continu ou l'émission de longueurs d'onde bleues/UV sont très difficilement

¹ Knight *et al.*, "All silica single mode optical fiber with photonic crystal cladding", *Opt. Lett.*, **21**, p. 1547 (1996)

² Provino *et al.*, "Compact broadband continuum source based on microchip laser pumped microstructure fibre", *Electron. Lett.*, **37**, p. 558 (2001)

atteignables avec les techniques « conventionnelles » de génération de spectres larges qui consistent à pomper une fibre près de son zéro de dispersion ou en fort régime de dispersion normal. Nous avons donc envisagé de développer d'autres méthodes permettant d'élargir la bande spectrale d'un laser sub-nanoseconde. Pour atteindre cet objectif, nous avons choisi d'utiliser un système à double pompage et d'exciter une fibre microstructurée en silice avec des sources lasers commerciales à bas coût.

Le premier travail, présenté au chapitre I, a eu pour but d'étudier et de répertorier les systèmes lasers permettant d'initier un rayonnement large bande par effets non linéaires. Au-delà de la formation de supercontinua dans les milieux massifs, liquides et gazeux, nous nous sommes davantage intéressés à la génération de spectres larges dans les guides d'ondes et plus particulièrement les fibres optiques microstructurées air-silice. Après évaluation des techniques de génération, nous nous sommes familiarisés avec l'ensemble des effets non linéaires potentiellement observables dans les fibres. Un court résumé de chaque processus non linéaire est proposé dans ce chapitre. Enfin, nous décrivons les différents types de sources de pompe et apprécions leur potentiel en vue d'une application à la cytométrie de flux.

La première étude expérimentale, abordée au chapitre II, concerne la génération d'un spectre large bande dans la région du visible en utilisant un microlaser émettant des impulsions sub-nanosecondes à 1064 nm. Après une étape de doublage de fréquence dans un cristal non linéaire, nous avons couplé l'onde fondamentale et son harmonique dans une fibre microstructurée non linéaire, dont la longueur d'onde d'annulation de la dispersion est proche de 800 nm. L'étude expérimentale portant sur la construction du spectre a permis d'évaluer l'impact des paramètres tels que la polarisation, la puissance, la longueur de fibre et la synchronisation des impulsions de pompe sur l'élargissement spectral. Le système particulier de pompage a également permis d'étudier la compétition entre les différents effets non linéaires et d'évaluer l'influence d'une forte modulation de phase croisée sur la disparition d'une cascade Raman. Puis nous avons comparé le potentiel de différentes fibres microstructurées non linéaires, présentant un profil transverse à symétrie $\pi/3$, ainsi que d'une fibre fortement biréfringente. Au-delà des expérimentations qui ont constitué la majeure partie du travail effectué durant cette thèse, la description numérique des phénomènes physiques a été traitée à l'aide d'un logiciel commercial (*Fiberdesk*), permettant de modéliser la propagation d'une impulsion laser de forte puissance dans une fibre optique non linéaire. De plus, le calcul numérique de mélanges paramétriques large bande et d'indices effectifs des

modes se propageant dans les guides a également fait partie de ce travail, nécessitant l'utilisation de deux codes, le premier ayant été développé par Monsieur Alessandro Tonello (MCF à l'université de Limoges) et le second étant commercial (*Comsol/Femlab*).

Dans la troisième partie du manuscrit, notre intérêt s'est porté sur l'évolution du système de pompage en essayant de remplacer l'étape externe de doublage de fréquence par une génération de second harmonique directement dans le guide en silice. Dans cet objectif, une fibre non linéaire dopée au germanium a été développée dans le but de photo-inscrire un réseau d'indice, facilitant l'obtention d'un accord des vitesses de phase entre les ondes fondamentale et harmonique. Ce marquage a été réalisé de manière tout optique et a permis d'obtenir la génération d'un continuum visible de plus de 250 nm de bande, contrôlé par le doublage de fréquence dans le guide. Toujours dans le but d'améliorer le système de double excitation, nous avons étudié la possibilité d'engendrer une seconde onde de pompe par un mélange paramétrique large bande vers les basses longueurs d'onde. L'interaction des deux radiations de pompe permet alors la construction d'un spectre visible large bande. Cette génération de continuum est basée sur l'utilisation d'un couplage sélectif de la puissance de pompe sur les deux premiers modes de propagation du guide non linéaire. Le processus d'élargissement spectral a été démontré à partir d'un pompage externe unique soit à 1064 nm, soit à 532 nm. A travers ce troisième chapitre, nous nous sommes limités à démontrer la potentialité de diverses méthodes de pompage, toujours en régime nanoseconde, sans toutefois explorer en détail l'impact de tous les paramètres sur la génération des spectres.

**- CHAPITRE I -
GENERATION DE
SUPERCONTINUUM ET EFFETS
NON LINEAIRES DANS LES
FIBRES OPTIQUES**



I.1. Introduction

L'obtention d'un spectre large, ou d'un supercontinuum, a fait l'objet de nombreuses études depuis la démonstration d'Alfano et Shapiro [1] dans un bloc de verre, il y a plus de trente ans. La compréhension des phénomènes physiques non linéaires, permettant à partir d'une onde monochromatique de générer une source de lumière polychromatique, a été grandement améliorée au cours du temps par la réalisation de nombreuses expériences mettant en jeu différents milieux de propagation et sources de pompe. Ce sont ces deux derniers composants qui définissent les caractéristiques de l'élargissement spectral engendré. Les premières études de spectres à large bande ont été effectuées dans des milieux n'offrant aucun effet de guidage spatial (solide, liquide, gaz) [2-12]. Les mécanismes non linéaires mis en jeu sont complexes puisqu'ils font intervenir des effets temporels et spatiaux. C'est pourquoi, à l'heure actuelle, il reste encore des interrogations sur le processus global des élargissements spectraux dans les milieux non guidés. Si au début, les recherches se sont axées plus particulièrement sur les milieux non linéaires précédemment cités, l'apparition des guides d'ondes, notamment les fibres optiques, a révolutionné la génération des supercontinua. En effet, ces guides présentent l'avantage de pouvoir maîtriser plusieurs paramètres clés : le mode transverse de propagation, la longueur d'interaction, la dispersion, la biréfringence et le confinement du champ. Ainsi Lin *et al.* [13] ont été les premiers à publier un élargissement spectral en utilisant une fibre optique, entraînant par la suite de nombreuses études [14-16].

La plus grande avancée dans le domaine fut sans nul doute l'arrivée des fibres microstructurées à la fin des années 90. En effet, la possibilité de jouer sur la structure optogéométrique de ces fibres permet de modifier les conditions de propagation, notamment le paramètre de dispersion chromatique. La possibilité d'abaisser la localisation de ce dernier a permis d'étendre les élargissements sur de grandes bandes spectrales en atteignant les longueurs d'onde du visible. Ranka *et al.* [17] en 2000 furent les premiers à démontrer le potentiel de ces fibres. Par la suite de nombreuses études expérimentales et théoriques ont été réalisées afin de comprendre les effets non linéaires mis en jeu dans la génération des supercontinua [18-21]. Le développement des sources polychromatiques n'a cessé de progresser avec la mise au point de nouveaux lasers de pompe et la réalisation de nouvelles structures de fibres.

Dans ce chapitre, nous passons en revue les différents milieux non linéaires, guides d'ondes ou non, dans lesquels furent réalisés des élargissements spectraux. Nous porterons plus particulièrement notre attention sur les fibres optiques microstructurées, type de fibre optique utilisée lors de nos expériences. Puis, nous présentons un récapitulatif des différents effets non linéaires pouvant être générés lors de la propagation d'une impulsion de forte puissance dans une fibre optique. Pour finir, nous soulignons l'influence de la source de pompe dans la génération de supercontinua.

I.2. Les milieux non linéaires pour la génération de supercontinua

Depuis les années 1970 qui ont vu l'arrivée des premières démonstrations d'élargissements spectraux, de nombreux milieux non linéaires ont été étudiés. Ces milieux sont aussi divers que les blocs de verre, les guides d'ondes, les cristaux, les liquides, les gaz. Selon le milieu traversé et ses caractéristiques linéaires (homogénéité, transparence, dispersion, biréfringence) et non linéaires ($\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$), les phénomènes physiques mis en jeu au cours de la propagation diffèrent et influent directement sur l'élargissement spectral. Au-delà des caractéristiques intrinsèques des matériaux, la géométrie et la capacité à guider et à confiner un champ électromagnétique sont autant de paramètres permettant de façonner le profil spectral du rayonnement et de contrôler l'apparition des différents effets non linéaires.

I.2.1. Les milieux massifs, les liquides, les gaz

- Milieux massifs

Avec des impulsions de forte puissance en régime picoseconde à la longueur d'onde de 530 nm, Alfano et Shapiro ont testé plusieurs matériaux présentant une structure interne de type centrosymétrique. La première démonstration fut obtenue dans un verre de borosilicate BK-7 de quelques centimètres de longueur. L'élargissement spectral, obtenu dans le visible, s'étendait de 400 à 700 nm [1]. Par ailleurs, Alfano *et al.* [22] ont montré la génération de supercontinua dans différents cristaux, toujours avec une excitation impulsionnelle

picoseconde de forte puissance à 530 nm. En 1975, Yu *et al.* [23] ont étudié, en utilisant une onde de pompe infrarouge picoseconde à 1,06 μm , la génération de spectres larges dans un cristal de bromure de potassium (KBr) de 10 cm de longueur. Le spectre obtenu s'étendait alors de 700 à 1600 nm. D'autres expériences sur des matériaux diélectriques ou semi-conducteurs, en structure massive, ont été publiées afin d'étendre la génération de longueurs d'onde dans l'infrarouge lointain. Par exemple, Corkum *et al.* [24] ont obtenu des élargissements spectraux allant de 3 à 14 μm en pompant différents semi-conducteurs avec un laser CO_2 émettant à 9,3 μm en régime picoseconde (arséniure de gallium (GaAs) dopé au chrome ; bromure d'argent (AgBr) ; séléniure de zinc (ZnSe)). Plus récemment (2005), Saliminia *et al.* [25] ont étudié la génération et la cohérence spatiale d'un spectre de lumière, dans le visible et le proche infrarouge, s'étendant d'environ 450 à 1750 nm. Ce supercontinuum a été obtenu dans un bloc de silice pompé par des impulsions femtoseconde à 1,5 μm . Le Tableau I-1 présente un récapitulatif non exhaustif d'élargissements spectraux obtenus dans des milieux massifs.

Dans ces matériaux, le processus de conversion de fréquence large bande s'accompagne d'effets spatiaux induisant une forte autofocalisation du faisceau incident au cours de la propagation. Cette compensation du phénomène linéaire de diffraction est obtenue par un effet de phase non linéaire permettant au faisceau de se propager en conservant momentanément une taille quasi constante. La plupart du temps, cet effet d'autofocalisation instable s'accompagne d'un phénomène de focalisation temporelle de l'impulsion. Ce phénomène de focalisation spatio-temporelle couplé à un effet d'auto-raïdissement de l'impulsion entraîne l'apparition d'une « onde de choc » à l'arrière de l'impulsion et conduit très rapidement à une filamentation et à l'éclatement spatial du faisceau [26]. Néanmoins, les effets d'absorption multiphotonique et la formation d'un plasma à propriétés défocalisantes permettent l'arrêt de l'autofocalisation du faisceau lumineux sur lui-même. Il en résulte une saturation de l'effet non linéaire et une stabilisation spatiale et temporelle qui évite l'explosion du faisceau et une destruction locale du matériau [27, 28]. Ainsi la propagation stable d'un filament intense permet de maintenir une densité surfacique de puissance importante et d'obtenir un élargissement spectral générant un continuum de lumière. Il est à noter que ce processus de compensation mutuelle de lentilles non linéaires dépend de la durée de l'excitation et est principalement observé en régime femtoseconde. L'élargissement spectral est alors obtenu avec le concours de nombreux effets non linéaires apparaissant simultanément lors de la propagation. L'automodulation de phase, la diffusion Raman, l'auto-

raidissement, l'effet de ionisation sont les principaux phénomènes responsables de la formation du supercontinuum dans les milieux massifs centrosymétriques. Dans les cristaux, l'effet de biréfringence s'accompagne en plus d'une non linéarité d'ordre deux permettant la mise en place de processus paramétriques à trois ondes [24]. D'autre part, Brodeur *et al.* [3] ont étudié l'influence de la largeur de bande interdite du matériau sur la génération de supercontinuum. Leurs expériences, réalisées dans des solides (mais également dans des liquides), montrent que plus la bande interdite est grande, plus l'élargissement spectral est important.

Enfin, nous noterons que le faible confinement du faisceau de pompe dans ce type de milieux nécessite l'emploi d'une source laser délivrant des impulsions de forte énergie pour l'obtention d'un spectre large.

Matériau	Longueur de propagation (cm)	longueur d'onde de pompage (μm)	Elargissement spectral	Référence
Verres				
BK7 / LBC-1	8,9	0,53	380 à 680 nm	[22]
Cristaux				
Quartz	4,5	0,53	410 à 670 nm	[22]
NaCl	4,7	0,53	380 à 670 nm	[22]
Calcite	4	0,53	400 à 690 nm	[22]
Silex	7,55	0,53	530 à 560 nm	[22]
KBr	10	1,06	700 à 1600 nm	[23]
Semi-conducteurs				
AgBr	3,8	9,3	5 à 12 μm	[24]
GaAs	6	9,3	3 à 14 μm	[24]

Tableau I-1 : Récapitulatif (non exhaustif) de différents élargissements spectraux obtenus dans des milieux massifs par pompage d'impulsions picoseconde

▪ Liquides

Les dommages quelquefois engendrés dans les milieux solides dus aux très forts niveaux de puissance ont poussé la recherche vers l'utilisation d'autres milieux non linéaires tels que les liquides organiques ou inorganiques. En 1967, F. Shimizu a obtenu un élargissement spectral dans du disulfure de carbone (CS_2) grâce à une excitation nanoseconde issue d'un laser à rubis déclenché ($\lambda_{\text{pompe}} = 694 \text{ nm}$) [29]. Plus tard, en 1972, Alfano *et al.* [2] ont pompé avec un laser picoseconde à la longueur d'onde de 530 nm des liquides de types :

tétrachlorure de carbone (CCl_4), argon liquide (Ar), diazote liquide (N_2). Les élargissements spectraux obtenus dans le diazote s'évalaient entre 470 et 600 nm. Dans le même temps, Werncke [7] a généré un continuum dans la région du spectre visible en focalisant une impulsion picoseconde à 694 nm dans de l'eau. Le spectre obtenu s'étendait du proche UV (350 nm) au proche infrarouge (910 nm). D'autres liquides tels que l'oxyde de deutérium (D_2O) ou le chloroforme ont également été testés par Brodeur *et al.* [3] en régime femtoseconde à 796 nm. Des élargissements de plus de 680 nm autour de la longueur d'onde de pompe ont ainsi pu être obtenus dans du D_2O . La famille des acides a aussi permis la génération de supercontinua [30, 31]. L'excitation en régime picoseconde des acides phosphorique et polyphosphorique a conduit par exemple à l'émission d'un continuum de lumière allant du proche UV au proche infrarouge.

Les élargissements spectraux dans les liquides s'accompagnent eux aussi d'effets spatiaux et d'autofocalisation. La structure spatiale du faisceau de sortie est alors très distordue avec l'apparition de surintensités locales multiples. L'effet principal permettant d'obtenir un élargissement spectral est l'automodulation de phase, d'origine Kerr. Néanmoins, d'autres phénomènes comme l'électrostriction, la redistribution moléculaire ou encore l'excitation multiphotonique sont présents et contribuent aux effets de conversion fréquentielle large bande.

▪ Gaz

Les milieux gazeux offrent une alternative intéressante aux deux autres milieux précédemment présentés. Malheureusement la susceptibilité non linéaire du troisième ordre est de l'ordre de 1 million de fois plus faible que celle des liquides et des solides [11]. Cependant, le contrôle et l'augmentation de la pression du gaz permettent de modifier et d'augmenter le coefficient non linéaire. Ainsi, plusieurs études ont montré l'influence de la pression sur l'élargissement spectral [9, 12]. A forte pression, les gaz comme l'argon (Ar), le xénon (Xe), le dihydrogène (H_2), le krypton (Kr), le diazote (N_2) ou bien le dioxyde de carbone (CO_2) permettent l'obtention de supercontinua principalement dans le domaine visible. En pompant à 593 nm avec des impulsions picoseconde de 136 MW crête, François *et al.* ont pu obtenir dans du CO_2 un élargissement allant d'environ 400 à 900 nm [9]. De même, Corkum *et al.* ont obtenu des élargissements dans le visible en pompant du xénon à 616 nm avec des impulsions femtoseconde et picoseconde [8]. La possibilité d'obtenir des élargissements spectraux dans le domaine UV en utilisant des gaz à haute pression (40 atm) a

été publiée en 1990 par Gosnell *et al.*[11]. Un élargissement entre 190 et 400 nm a ainsi été mesuré en excitant de l'argon, du néon ou du krypton avec une pompe située à 248 nm.

Ici aussi, la génération de spectres large bande s'accompagne d'une modification importante de la répartition transverse de l'énergie du faisceau de pompe. Des effets d'autofocalisation, de filamentation, ainsi que des phénomènes de claquage, d'ionisation et de formation de plasmas ont été observés. Néanmoins, la génération de spectres larges dans les gaz n'est pas encore complètement élucidée. Des études ont montré que la formation de plasma n'était pas à l'origine du supercontinuum, mais que cet effet jouait un rôle dans la limitation de l'élargissement spectral du côté bleu. En outre, plusieurs expériences ont montré le même phénomène de limitation du côté anti-Stokes à partir d'une certaine pression alors que du côté Stokes l'élargissement continuait d'augmenter. Au-delà de ces effets, la principale cause de formation du spectre est d'origine électronique avec l'automodulation de phase. L'effet de diffusion Raman joue également un rôle non négligeable dans la formation du supercontinuum [10]. Il est à noter que les énergies par impulsion nécessaires pour obtenir des élargissements spectraux significatifs dans les gaz sont de l'ordre de plusieurs millijoules en régime subpicoseconde.

I.2.2. Les guides optiques

Les milieux non linéaires précédemment décrits nécessitent l'utilisation de lasers de pompe de très forte puissance, de l'ordre de plusieurs mégawatts à plusieurs gigawatts crête, afin de compenser la faible longueur d'interaction entre l'onde optique et le milieu. De plus ces systèmes sont coûteux et peu compacts. L'utilisation de guides d'ondes a permis d'une part d'augmenter la longueur d'interaction avec le milieu et d'autre part de préserver une densité spatiale de puissance importante tout au long de la propagation. Il en résulte une amélioration drastique du profil spatial du mode après conversion, une augmentation de l'efficacité de conversion non linéaire et un abaissement du seuil d'énergie nécessaire à l'obtention de l'élargissement spectral. La propagation guidée permet également une gestion et un contrôle précis de la dispersion vue par l'onde excitatrice. Nous exposons dans un premier temps les élargissements spectraux possibles dans les guides d'ondes réalisés sur supports massifs. Dans un second temps, nous présenterons les élargissements spectraux obtenus dans les fibres optiques.

I.2.2.1. Les guides sur matériaux massifs

Les guides d'ondes planaires ou microguides ont trouvé des applications dans les systèmes de communications optiques tels que les répartiteurs, les multiplexeurs/démultiplexeurs, les convertisseurs de longueurs d'onde, etc. Néanmoins, peu de travaux publiés relatent la génération de spectres larges dans des guides réalisés sur matériaux massifs [32, 33]. Des élargissements supérieurs à quelques dizaines de nanomètres n'ont été démontrés que récemment.

Une étude numérique réalisée par Fedotova *et al.* [34] a montré le potentiel des microguides non enterrés possédant une géométrie en arêtes pour la génération de supercontinua. L'originalité de l'approche vient du fait qu'en jouant sur les dimensions transverses du microguide et sur la nature du matériau, il est possible de modifier la dispersion chromatique. Ce système aussi utilisé dans les fibres microstructurées consiste à augmenter la quantité d'air vue par le mode lors de sa propagation. Il en résulte un fort confinement du champ guidé et un décalage du zéro de dispersion par variation de l'indice effectif du mode de propagation. Dans un guide canal de silice, le zéro de dispersion a été décalé vers les basses longueurs d'onde pour se situer aux alentours de 800 nm [32]. A partir d'une simulation en régime femtoseconde à 798 nm, un élargissement spectral de 600 à 1150 nm a été obtenu. De même, dans un guide à structure Air-TaFD5-SiO2 (verre de type « Flint » (silex) avec dopage au tantale sur support silice), le zéro de dispersion peut être décalé vers les basses longueurs d'onde ($\lambda_{0_guide} \sim 1150$ nm) par rapport à un bloc de verre de TaFD5 ($\lambda_{0_bloc} \sim 1650$ nm) et permet l'apparition d'un deuxième zéro de dispersion ($\lambda_{0_guide_2} \sim 2075$ nm). En pompant à 1185 nm près de la longueur d'onde du premier zéro de dispersion en régime femtoseconde, les calculs numériques donnent un élargissement s'étendant de 750 à 2400 nm pour le guide de TaFD5. La localisation de la longueur d'onde de pompe en régime de dispersion anormal implique l'instauration d'effets non linéaires de type solitonique qui entraînent une explosion du profil spectral et temporel de l'onde de pompe. Une autre étude numérique (Yin *et al.* [35]) montre qu'en injectant une impulsion femtoseconde de forte puissance dans un microguide de silicium (Si), la combinaison des effets d'automodulation de phase, de propagation soliton et de génération d'ondes dispersives permettrait d'obtenir un supercontinuum avec une largeur de bande de plus de 400 nm dans l'infrarouge.

Somme toute, les guides canaux sur substrats massifs offrent des potentialités intéressantes pour l'obtention de spectres larges. En effet, la gestion des courbes de dispersion associées aux modes de propagation et l'utilisation de substrats biréfringents peuvent

permettre de mieux contrôler l'apparition d'effets paramétriques de type scalaire ou vectoriel. De plus, leur interconnexion aisée avec d'autres micro-éléments implantés sur le même substrat permet un traitement et une utilisation plus simple du rayonnement issu de ces guides. Néanmoins, leur faible longueur limite encore leur exploitation pour la génération de spectres larges.

I.2.2.2. Les fibres optiques

I.2.2.2.1. Généralités sur les fibres

Les fibres optiques sont également d'excellentes candidates pour réaliser des élargissements de spectre importants. En effet la possibilité de confiner, avec peu de pertes, un champ électromagnétique fort sur de grandes distances, tout en maîtrisant les conditions de dispersion, permet de mieux contrôler l'apparition des effets non linéaires à l'origine des conversions fréquentielles. De plus, la maîtrise du profil d'indice de la fibre permet d'obtenir des conditions particulières de propagation (unimodale ou multimodale, avec ou sans maintien de la polarisation) et de ce fait, l'instauration d'effets non linéaires particuliers de type paramétrique. Enfin, la possibilité de réaliser des guides dans des matériaux très différents (silice, chalcogénure, tellure, ...) ou de pouvoir doper ce même matériau avec de multiples ions permet de modifier la susceptibilité non linéaire d'ordre trois et d'obtenir une exacerbation de la conversion de fréquence. Les fibres optiques sont caractérisées par différents paramètres que nous présentons brièvement ci-dessous.

- **L'atténuation : α**

Ce phénomène correspond à la perte de puissance du signal optique se propageant dans le guide et il est caractérisé par la différence entre la puissance injectée P_i et la puissance en sortie P_s . Ce paramètre a été particulièrement étudié pour les applications en télécommunications afin d'augmenter les distances de liaison par fibre optique.

Les pertes, représentées par le coefficient d'atténuation linéique α varie en fonction de la longueur d'onde à cause de l'absorption et de la diffusion Rayleigh. La Figure I-1 montre la courbe d'atténuation d'une fibre en silice standard monomode (SMF pour « Single Mode Fiber »). Les pertes aux basses longueurs d'onde sont liées à la diffusion Rayleigh alors qu'aux hautes longueurs d'onde elles sont engendrées par l'absorption. La présence d'ions

OH^- induit une augmentation des pertes autour de 1400 nm. Dans ces conditions, les pertes les plus faibles sont de l'ordre de 0,2 dB/km autour de 1550 nm.

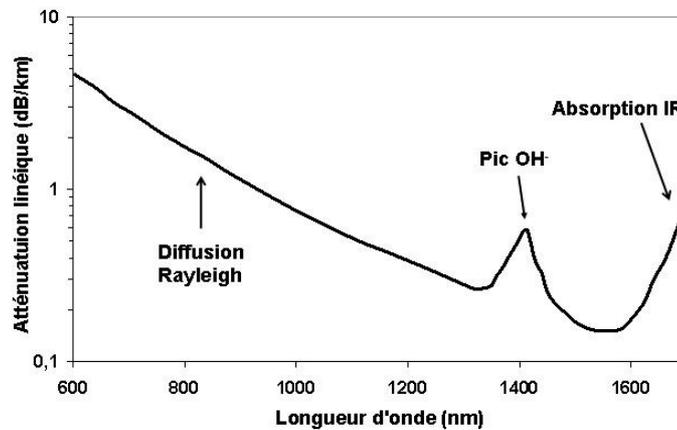


Figure I-1 : Courbe d'atténuation spectrale d'une fibre en silice standard de type « SMF »

Dans la majorité des cas, le coefficient d'atténuation linéique α est exprimé en dB/km comme défini dans l'équation suivante :

$$\alpha_{dB/km} = -\frac{10}{L} \log\left(\frac{P_s}{P_i}\right) = 4,343\alpha_{km^{-1}} \quad (I.1)$$

Il existe dorénavant, dans le commerce, des verres de silice dont l'atténuation dans l'UV est fortement diminuée. Ceci s'accompagne d'une augmentation de la concentration en ions OH^- et donc d'un pic d'absorption plus important autour de 1400 nm (par exemple, produits F110 chez Heraeus et Spectrosil chez Saint-Gobain Quartz). Il est également à noter que l'utilisation de matériaux autres que la silice permet une modification importante des plages de transparence. Nous n'aborderons pas ici l'étude de ces fibres optiques spéciales mais nous garderons à l'esprit leur possible utilisation.

- **La dispersion chromatique : D_c**

Le phénomène de dispersion chromatique est lié à la dépendance de l'indice de réfraction linéaire du milieu n à la longueur d'onde. Ainsi une impulsion se propageant dans une fibre optique subira un étalement temporel plus ou moins important en fonction de sa longueur d'onde centrale et de sa largeur temporelle. La dispersion chromatique d'un guide est la somme de la dispersion du matériau et de la dispersion introduite par l'effet de guidage. Sa

valeur peut donc être modifiée et contrôlée par l'introduction d'un dopage particulier ou par une modification des paramètres optogéométriques du guide.

L'effet de la dispersion chromatique peut être évalué numériquement en utilisant le développement en série de Taylor de la constante de propagation $\beta(\omega) = n(\omega)\omega/c$ autour de la pulsation centrale ω_0 de l'impulsion :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \frac{1}{24}\beta_4(\omega - \omega_0)^4 + \dots \quad (\text{I.2})$$

$$\text{où } \beta_m = \left[\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right]_{\omega=\omega_0} \quad \text{avec } m = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{I.3})$$

Le terme β_1 est inversement proportionnel à la vitesse de groupe v_g de l'onde et β_2 correspond à la dérivée (par rapport à ω) de la vitesse de groupe plus connue sous le nom de dispersion de vitesse de groupe (GVD pour « Group Velocity Dispersion ») :

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \quad (\text{I.4})$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right) \quad (\text{I.5})$$

Le terme β_2 est très peu utilisé dans le domaine des fibres optiques, le terme de dispersion chromatique, notée D_c et exprimé en ps/(nm.km), lui étant préféré et défini par la relation suivante :

$$D_c(\lambda) = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2(\lambda) \quad (\text{I.6})$$

La Figure I-2 montre les courbes $D_c(\lambda)$ et $\beta_2(\lambda)$ d'une fibre de type SMF-28. Lorsque la dispersion chromatique est négative (soit $\beta_2 > 0$), on parle de régime de dispersion normal. Dans ce cas, les hautes longueurs d'onde (fréquences rouges) se propagent plus rapidement que les basses longueurs d'onde (fréquences bleues). Au contraire, en régime de dispersion dit anormal, la dispersion chromatique est positive (soit $\beta_2 < 0$). Les hautes longueurs d'onde se propagent plus lentement que les basses longueurs d'onde. Quoi qu'il en soit, dans les deux cas, l'impulsion subit un élargissement temporel de son enveloppe. Une longueur $L_D = T_0^2 / |\beta_2|$ (T_0 étant la demi largeur de l'impulsion mesurée à 1/e de l'intensité maximale), appelée longueur de dispersion, peut être calculée. Pour une longueur de propagation

inférieure à la valeur de L_D , l'effet de dispersion ne joue aucun rôle significatif durant la propagation de l'impulsion dans le guide.

Il est à noter que le régime de dispersion joue un rôle important dans l'apparition d'effets non linéaires. En effet, la localisation de la longueur d'onde de pompe par rapport à la longueur d'onde de zéro de dispersion (ZDW pour « Zero Dispersion Wavelength ») entraîne une modification du comportement non linéaire du guide et permet l'instauration ou non d'effets de type paramétrique et solitonique, comme nous le verrons plus tard.

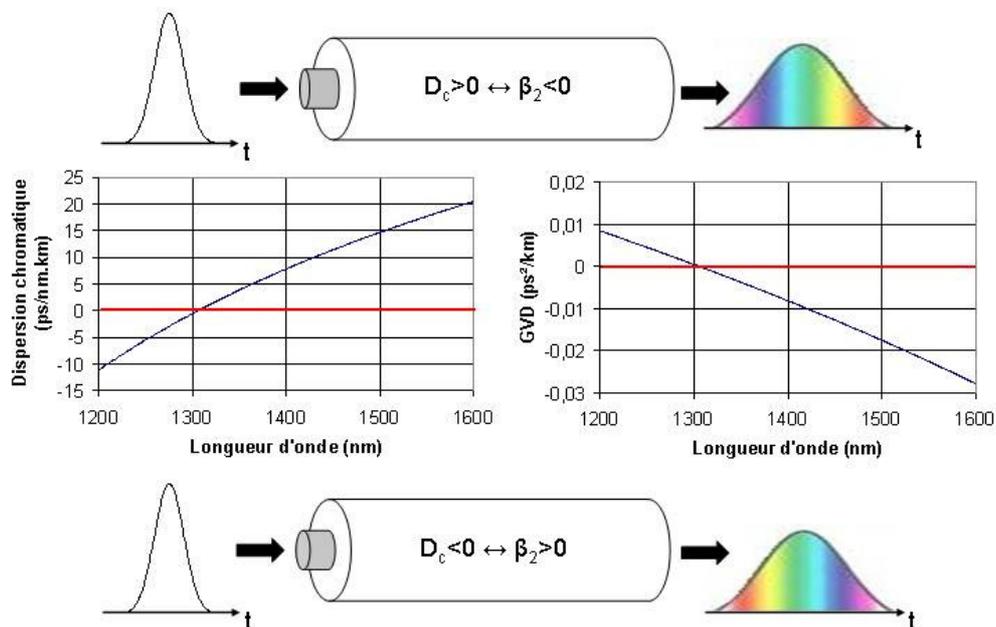


Figure I-2 : Courbes de dispersion chromatique et de dispersion de vitesse de groupe d'une fibre SMF-28 en fonction de la longueur d'onde

- **La longueur d'onde de coupure : λ_c**

La longueur d'onde de coupure λ_c correspond à la plus haute longueur d'onde permettant à un mode transverse de se propager dans le guide. Cela signifie qu'au-dessus de cette valeur limite, le mode considéré ne peut se propager sans subir de pertes importantes. Cette grandeur est dépendante des paramètres optogéométriques de la fibre.

- **Le coefficient non linéaire : γ**

Ce coefficient permet d'évaluer la réponse non linéaire d'un tronçon de fibre à une excitation à puissance donnée. Plus ce coefficient est élevé, plus la fibre est considérée comme non linéaire.

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}} \text{ en } \text{m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1} \quad (\text{I.7})$$

Où n_2 correspond à l'indice de réfraction non linéaire du matériau et vaut $\sim 2,6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ pour la silice pure. A_{eff} est l'aire effective du mode se propageant dans le guide, calculée à partir de la distribution transverse du champ électrique $E(x,y)$ comme décrit dans l'équation suivante :

$$A_{eff} = \frac{\left[\int \int_{-\infty}^{\infty} |E(x,y)|^2 dx dy \right]^2}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |E(x,y)|^4 dx dy} \quad (\text{I.8})$$

Dans une fibre standard en silice utilisée dans les télécommunications (type SMF-28 par exemple), le coefficient non linéaire est proche de $3 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ à $1,55 \mu\text{m}$. Dans une fibre hautement non linéaire toujours en silice, le coefficient γ est supérieur à $10 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ et peut atteindre des valeurs proches de $200 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$. Il est à noter que le coefficient γ peut être bien supérieur dans le cas où l'on utilise un matériau autre que la silice. Des fibres optiques en chalcogénure ou en tellure permettent par exemple d'atteindre des coefficients supérieurs à $2000 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ pour un cœur de $40 \mu\text{m}^2$ à $1,55 \mu\text{m}$ [36].

Enfin en connaissant le coefficient non linéaire du guide γ et la puissance injectée P_0 dans la fibre optique, il est possible de calculer, de manière approximative, la longueur à partir de laquelle les effets non linéaires commencent à apparaître ; elle est appelée longueur non linéaire L_{NL} .

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (\text{I.9})$$

I.2.2.2.2. La génération de supercontinua dans les fibres conventionnelles

Les fibres conventionnelles ont été les premiers guides d'ondes dans lesquels ont été engendrés des supercontinua. La première démonstration expérimentale a été réalisée par Lin et Stolen en 1976 [13], en injectant des impulsions nanoseconde visibles (530 nm) dans une fibre possédant un cœur de 7 μm de diamètre. Sa longueur d'onde de zéro de dispersion est située dans la région proche de 1,3 μm . Dans ces conditions, le couplage d'une puissance de quelques kilowatts crête a permis d'obtenir des spectres s'étalant de 400 nm à 700 nm avec une propagation multimode. Après cette première démonstration plusieurs études ont été menées principalement en régime impulsif. En 1994, Morioka *et al.* [37] ont réalisé un supercontinuum dans l'infrarouge sur plus de 400 nm pour des applications en télécommunications, en employant une fibre monomode à dispersion décalée (ZDW \sim 1542 nm). Par ailleurs, l'utilisation d'une SMF a permis en 1996 l'obtention d'un élargissement spectral dans la région 530 - 930 nm [15]. La longueur d'onde de la source laser d'excitation était située autour de 540 nm. L'élargissement vers les hautes longueurs d'onde a été obtenu principalement à cause de l'effet Raman, prédominant en régime de dispersion normal. L'aspect multimode a permis néanmoins l'instauration d'effets paramétriques intermodaux qui ont contribué à l'amélioration de l'homogénéité du spectre. Dans ces mêmes expériences, les auteurs ont comparé l'impact d'une excitation quasi monochromatique à celui d'une excitation large bande (7 nm de bande). Une conclusion partielle d'une meilleure homogénéité du spectre a alors été avancée, mais en négligeant l'aspect multimodal de la propagation. Plus récemment, une étude d'élargissement spectral dans une fibre à dispersion décalée (ZDW \sim 1550 nm) excitée à 532 nm par un laser de type *microchip* a été publiée par Mussot *et al.* [16]. Ils ont montré qu'il était possible d'obtenir un spectre s'étendant sur plus de 1100 nm, entre 600 et 1750 nm. L'aspect multimode avec excitation en régime normal a été discuté et l'impact des accords de phase modaux a largement été mis en évidence. De plus, ce papier montre clairement que des spectres ultra larges peuvent être obtenus dans des fibres non microstructurées et en utilisant des sources lasers très compactes et peu onéreuses. D'autres démonstrations de spectres larges, utilisant des transitions adiabatiques (plus connues sous le nom anglophone de « tapers ») de fibres de type SMF, ont été publiées. Ces transitions ont la caractéristique d'augmenter le confinement du champ et de modifier les conditions de dispersion au cours de la propagation. Là aussi, une nouvelle technique non conventionnelle de génération de spectre large a été démontrée et a permis d'obtenir un

élargissement spectral en régime monomode dans les domaines visible et proche infrarouge [38, 39].

Au-delà du régime impulsionnel utilisant des fibres courtes (quelques centimètres à quelques dizaines de mètres), le régime d'excitation continu a également été étudié. Dans ce cas, les paramètres importants permettant la génération efficace d'un spectre élargi sont : la non linéarité de la fibre, sa longueur, ses pertes et la position de sa longueur d'onde de zéro de dispersion par rapport à la longueur d'onde de pompe [40-42]. Ce régime d'excitation permet notamment d'obtenir des élargissements autour du zéro de dispersion avec des densités spectrales de puissance très élevées ($> 1 \text{ mW/nm}$) [42]. Des spectres s'étendant entre 1000 et 2200 nm ont été obtenus. Il est à noter qu'aucune démonstration de spectre large en régime continu n'a été publiée dans la région du visible.

I.2.2.2.3. L'apport des fibres microstructurées

La fabrication de la première fibre optique microstructurée présentant une structure périodique fut effectuée en 1996 par Knight *et al.* [43]. Ces guides sont composés d'un arrangement transverse de nombreux canaux d'air créant un cristal photonique à deux dimensions dans une matrice de silice. La présence d'un défaut dans la structure périodique constitue le cœur de la fibre optique. La famille des fibres microstructurées se décompose en deux sous-familles :

- Les fibres à bandes interdites photoniques, dans lesquelles la propagation est basée sur la réflexion cohérente de la lumière dans la gaine périodique entourant le cœur. Dans ce cas, l'indice de réfraction du cœur est toujours inférieur à celui de la gaine. On parle alors de guidage par bande interdite photonique. Les fibres à cœurs creux font partie de cette sous-famille.
- Les fibres à réflexion totale interne guident la lumière comme dans une fibre optique conventionnelle. Ce guidage est rendu possible par le fait que l'indice de réfraction du cœur est plus élevé que celui de la gaine.

Nous porterons plus particulièrement notre attention sur les fibres microstructurées air/silice (FMAS) à cœur plein et maille triangulaire comme présenté en Figure I-3.

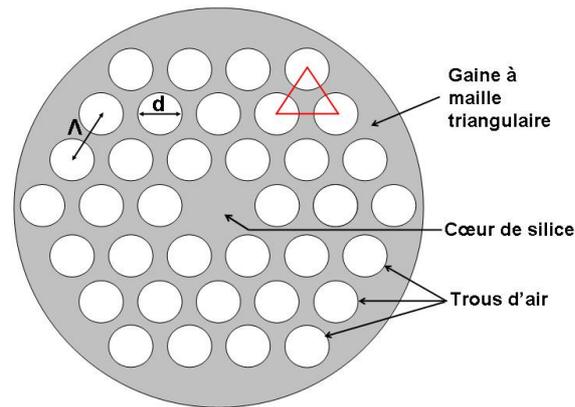


Figure I-3 : Représentation schématique d'une coupe transversale d'une fibre optique microstructurée air/silice à maille triangulaire, d étant le diamètre des trous d'air et A l'espacement centre à centre entre deux trous

▪ *Méthode de fabrication*

Les fibres microstructurées air-silice utilisées dans nos études ont été fabriquées par la méthode dite d'assemblage étirage (« stack and draw »). Cette technique de fabrication comporte trois étapes. La première consiste à assembler des capillaires creux et un barreau de silice pour constituer une préforme. Dans un deuxième temps, on étire cette préforme primaire de manière à obtenir une canne de diamètre millimétrique. Enfin, on remanchonne à nouveau cette canne dans un tube de silice pour former une préforme secondaire que l'on étire pour obtenir la fibre optique finale. L'intérêt de cette méthode est de permettre l'obtention d'une structuration transverse de la fibre avec des dimensions micrométriques, voire sub-micrométriques, tout en conservant un diamètre externe standard proche de $125 \mu\text{m}$. Ces fibres sont caractérisées par la taille des trous d'air d et par leur espacement centre à centre A . Ces paramètres sont maîtrisés lors de la constitution de la première préforme et lors de l'étirage de la fibre en contrôlant en particulier la pression, la température et la vitesse de fibrage. La variation de d et A permet de modifier les conditions de propagation linéaires et non linéaires d'une onde couplée dans le cœur (nombre de modes, valeur de la dispersion, pertes, taux de confinement du champ, etc.). La maîtrise de l'ensemble de ces paramètres permet alors l'instauration de conditions de propagation favorables à un élargissement spectral par mécanisme non linéaire et autorise le contrôle partiel de la forme du spectre engendré.

Nous allons montrer à présent les principaux apports des fibres microstructurées air-silice qui ont suscité un regain d'intérêt pour l'étude de la génération de supercontinua.

▪ *Confinement du champ*

L'un des premiers avantages des fibres microstructurées est la capacité à bien confiner le mode guidé sur de grandes distances de propagation. Ceci est dû à la grande différence d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine microstructurée. Il est en outre possible de réduire la taille du cœur tout en conservant une propagation guidée unimodale. L'indice de réfraction moyen de la gaine, qui dépend de la proportion d'air dans la structure, est donné par l'équation suivante (d'après [44]) :

$$\left. \begin{aligned} n_{\text{gaine}}^2 &= n_{\text{cœur}}^2 - (n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{air}}^2) f \quad \text{si } \lambda \gg d \\ n_{\text{gaine}}^2 &\approx n_{\text{cœur}}^2 - \frac{d}{\lambda} \left(\frac{\lambda}{\Lambda} \right)^2 \quad \text{si } \lambda < d \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.10})$$

Avec λ : longueur d'onde et f : facteur de remplissage en air. Pour les fibres à maille triangulaire, $f = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \left(\frac{d}{\lambda} \right)^2$ [44].

Pour avoir un fort confinement du champ, il faut que la fibre optique présente une forte fraction d'air ce qui signifie avoir un espacement entre trous faible et/ou des trous d'air de grande dimension. On obtient alors une fibre légèrement multimode possédant une faible aire effective du mode fondamental, de l'ordre de 2-4 μm^2 sur la bande de transparence de la silice (exemple Figure I-4). En calculant le coefficient non linéaire γ avec l'équation (I.7), il est possible d'obtenir des valeurs très élevées pouvant aller de 10 à 200 $\text{km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ pour des fibres en silice. Ces fibres microstructurées, dont le coefficient non linéaire est très supérieur à celui des fibres conventionnelles, représentent un atout majeur pour la conversion de fréquence.

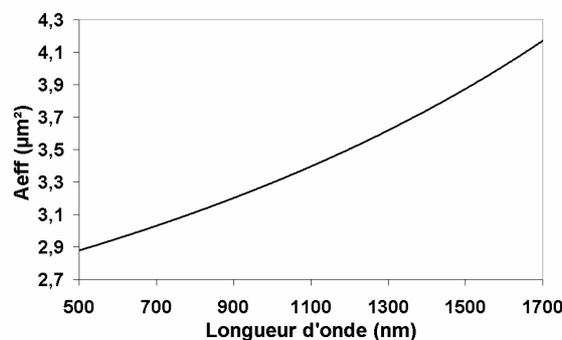


Figure I-4 : Exemple d'évolution de l'aire effective du mode fondamental d'une FMAS, dite fortement non linéaire, en fonction de la longueur d'onde
($d = 1,65 \mu\text{m}$; $\Lambda = 2,18 \mu\text{m}$; $d/\Lambda = 0,76 \mu\text{m}$)

▪ **Population modale**

On a montré précédemment, pour les fibres conventionnelles, qu'il existait une longueur d'onde de coupure λ_c en dessous de laquelle la fibre devient multimode. En 1997, une première étude menée par Birks *et al.* [45] a démontré le comportement unimodal d'une fibre microstructurée sur toute la bande de transparence de la silice. On dit alors que la fibre est infiniment monomode (« endlessly single mode »), ce comportement dépendant directement des valeurs de d et Λ . En faisant une analogie avec une fibre classique à saut d'indice, les auteurs ont démontré que pour $d/\lambda \leq 0,15$ la fibre était monomode. En 2002, deux autres études ont été publiées sur ce sujet. Mortensen [46], en se basant sur l'évolution de l'aire effective du mode fondamental en fonction de la longueur d'onde, a déterminé la limite du guidage infiniment monomode ($d/\lambda = 0,45$) et a représenté un diagramme $\lambda/\Lambda = f(d/\Lambda)$ mettant en évidence les régions où la fibre est monomode ou multimode (voir diagramme Figure I-5(a)). L'autre méthode de calcul, proposée par Kuhlmeier *et al.* [47], s'appuie sur l'équation suivante :

$$\frac{\lambda_c}{\Lambda} \approx \alpha \left(\frac{d}{\Lambda} - 0,406 \right)^\gamma \quad (\text{I.11})$$

Avec $\alpha = 2,80 \pm 0,12$ et $\gamma = 0,89 \pm 0,02$.

De la même manière que Mortensen, à partir de cette équation (I.11), un diagramme a pu être tracé (Figure I-5(b)). La limite du comportement unimodal est alors obtenue pour une valeur $d/\lambda = 0,406$. Notons que d'un point de vue physique, cette particularité de guidage monomode large bande est directement liée à la variation de la surface du mode guidé en fonction de la longueur d'onde, et donc à son extension dans la gaine.

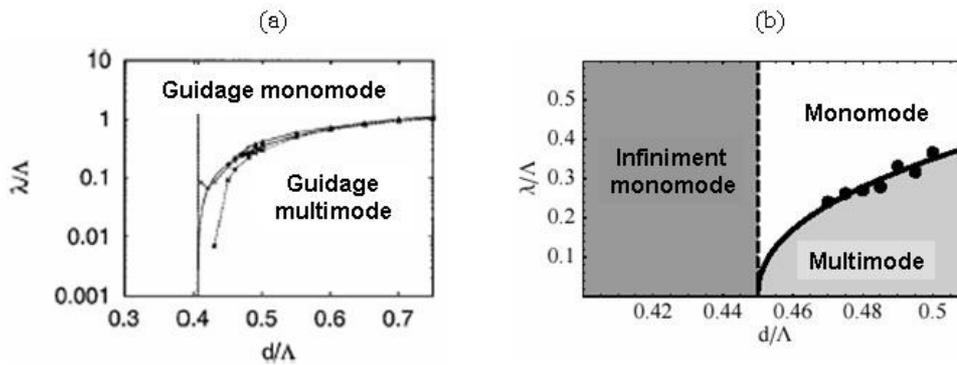


Figure I-5 : Diagrammes définissant le comportement modal d'une FMAS en fonction de ses paramètres optogéométriques ((a) Mortensen [46] ; (b) Kuhlmeiy *et al.* [47])

Le comportement modal d'une fibre microstructurée est une caractéristique extrêmement importante vis à vis de la génération de continuum. En effet, l'utilisation d'un spectre large porté par un seul mode transverse est notamment requise dans plusieurs types d'applications telles que la tomographie cohérente ou l'imagerie non linéaire par fluorescence, dans les cas où il est nécessaire d'accéder à une grande résolution spatiale.

▪ *Dispersion chromatique*

La variation des paramètres d et Λ a une influence directe sur la courbe de dispersion chromatique. Ce phénomène, mis en évidence par Mogilevtsev *et al.* en 1998 [48], permet notamment d'abaisser la longueur d'onde de zéro de dispersion en dessous de 1270 nm. La Figure I-6 montre des exemples de décalages de la courbe de dispersion chromatique en fonction de la géométrie de la fibre microstructurée. La dispersion totale du guide étant la somme de la dispersion du matériau et d'un effet de guidage plus ou moins dispersif, il semble assez intuitif que l'introduction d'une fraction d'air autour du cœur limite l'effet de dispersion de la silice. Dans ces conditions, plus la quantité d'air vue par le mode guidé sera importante, plus la dispersion subie par celui-ci sera réduite. Cette modification du profil de la dispersion chromatique est donc dépendante de la taille du cœur, mais surtout de la proportion d'air présente dans la gaine. Ainsi pour des fibres microstructurées à taille de cœur équivalente, c'est le facteur d/Λ qui fixera le décalage du zéro de dispersion chromatique.

D'un point de vue non linéaire, la gestion de la courbe de dispersion est particulièrement intéressante. La première idée est de faire coïncider la longueur d'onde de zéro de dispersion avec la longueur d'onde d'une impulsion énergétique de type femtoseconde (typiquement

800 nm). Dans ce cas, la propagation de l'impulsion permet la mise en place d'effets non linéaires multiples sur une grande longueur d'interaction tout en préservant la largeur et donc la puissance crête de l'impulsion source (si on néglige sa déplétion).

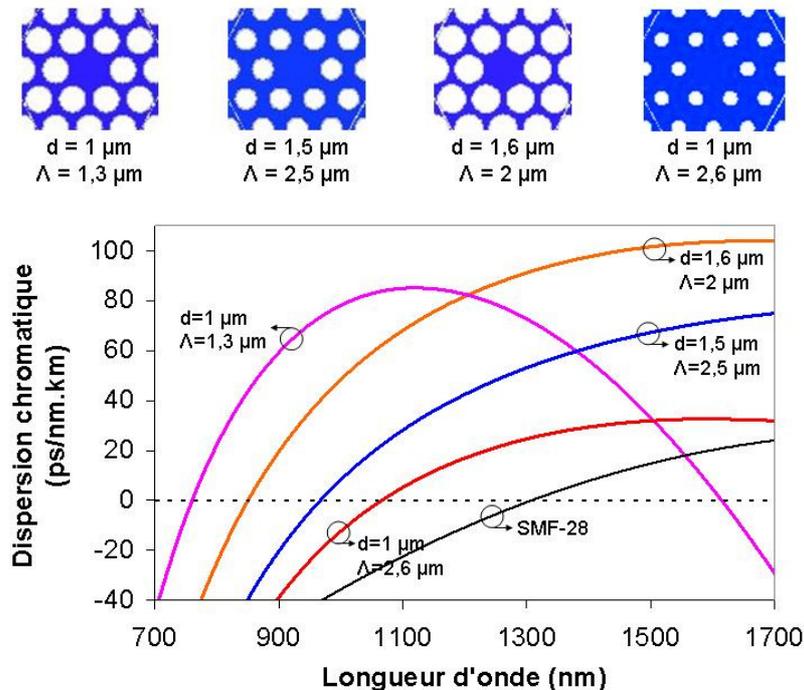


Figure I-6 : Courbes de dispersion chromatique du mode fondamental de différentes FMAS (variation de d et Λ) et d'une fibre standard SMF-28

Le décalage du zéro de dispersion vers le domaine visible et proche infrarouge n'est pas le seul attrait des fibres microstructurées air-silice. En choisissant les bons paramètres optogéométriques, l'ajout d'un deuxième zéro de dispersion a été reporté dans la littérature [49-51]. Cela montre qu'au-delà du simple décalage du zéro de dispersion chromatique, le profil entier de la courbe peut être modifié. Néanmoins, le côté infrarouge est plus facile à modéliser que la partie correspondant au spectre UV – visible. Dans la publication [50], il est démontré que la variation de l'espacement entre trous Λ et le rapport d/Λ permet de modifier la localisation de ce second zéro de dispersion.

En ce qui concerne le comportement non linéaire de la fibre, le décalage du zéro de dispersion et l'apparition d'un second point de dispersion nulle impliquent une modification importante des conditions de conversion fréquentielle, notamment au niveau de la propagation solitonique qui n'existe qu'en régime de dispersion anormal. Ainsi, la présence d'un second

zéro de dispersion a montré son rôle dans l'arrêt de l'autodécalage soliton utilisant le gain Raman, mais permet également la génération de fréquences au-delà de ces zéros par la création d'ondes dites dispersives [50]. Ces deux phénomènes seront abordés plus en détail dans la suite de ce chapitre.

L'obtention d'une dispersion plate et quasi nulle autour de 1550 nm est aussi envisageable avec la technologie des fibres microstructurées. Plusieurs structures possédant ces caractéristiques ont été proposées [52, 53]. Ce type de fibre optique offre un intérêt particulier pour les applications en télécommunications, notamment pour la génération de spectre large autour de 1550 nm pour le codage optique [54].

- ***Biréfringence***

De par leur méthode de fabrication, les fibres microstructurées présentent souvent une biréfringence importante due aux imperfections de la géométrie de la structure composant la gaine [55, 56] ; on parle alors de biréfringence de forme ou de biréfringence de contrainte. La possibilité de modifier la taille de certains trous de la première couronne permet de contrôler la forme du cœur et donc la valeur de la biréfringence de la fibre. Plusieurs études ont montré ce potentiel avec la réalisation de fibres microstructurées air-silice très biréfringentes (de l'ordre de $3,7 \cdot 10^{-3}$ à 1540 nm pour la biréfringence de phase) [57, 58]. Les valeurs de biréfringence obtenues dans ces guides microstructurés sont plus fortes que dans les fibres conventionnelles telles que les fibres « panda » ou « bow-tie » dans lesquelles la biréfringence de phase est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-4}$ à 1550 nm [59]. L'existence d'une forte biréfringence se traduit par l'apparition de conditions de propagation linéaires et non linéaires différentes suivant l'orientation du vecteur polarisation de l'onde source. Cela permet d'introduire un degré de liberté supplémentaire, notamment vis à vis des effets paramétriques qui sont basés sur un accord des vitesses de phase des ondes mises en jeu [60, 61]. Les mélanges à quatre ondes de type vectoriel sont alors exacerbés, permettant d'étendre les possibilités de conversions de fréquence.

- ***Pertes de propagation***

Malgré ces différentes caractéristiques plutôt innovantes et intéressantes pour la génération de supercontinua, comme nous le verrons dans la troisième partie de ce chapitre, on peut constater que les pertes de propagation de telles fibres optiques sont généralement très

supérieures à celles des fibres conventionnelles. La recherche sur la fabrication des fibres microstructurées a permis d'abaisser ces pertes de plusieurs centaines de dB/km à 0,28 dB/km, valeur obtenue en 2003 par le laboratoire NTT au Japon à 1550 nm (valeur proche de l'atténuation des fibres standard). Toutefois, dans les fibres microstructurées fortement non linéaires, les pertes sont beaucoup plus élevées. Les valeurs minimales obtenues à 1 μm sont d'environ 10 dB/km. L'origine de ces pertes est multiple mais peut être restreinte à deux causes principales. Tout d'abord, le nombre fini de rangées de trous formant la gaine est responsable des fuites du rayonnement à cause d'un manque de confinement [62]. D'autre part, les diffusions aux interfaces air/silice provoquent des couplages entre modes de cœur et modes de gaine et de ce fait, augmentent les pertes de propagation [63].

▪ *Conclusion sur l'apport des fibres microstructurées pour la génération de continuum*

Les fibres microstructurées offrent réellement beaucoup d'avantages pour la génération d'un rayonnement large bande par effet non linéaire. Le premier concerne la potentialité de confiner de manière importante le champ électromagnétique. En effet, des guides avec des cœurs micrométriques peuvent être réalisés, de manière maîtrisée, sur des longueurs importantes. Le second avantage concerne la modification de la dispersion totale du guide. L'introduction de trous d'air permet de contrôler la position de la longueur d'onde de zéro de dispersion et de la fixer entre 600 et 1300 nm. De plus, le dessin particulier d'un profil de fibre permet de modeler l'ensemble de la courbe de dispersion. Enfin, l'augmentation importante de la biréfringence offre un autre degré de liberté pour la mise en place de conversion de fréquence basée sur des effets paramétriques. Au-delà de ces différents avantages, il existe également des inconvénients dont le principal est sans conteste le niveau des pertes de propagation qui reste encore très élevé (notamment pour des fibres microstructurées fortement non linéaires).

L'efficacité de ces fibres optiques en terme de génération de supercontinuum sera développée plus en détail dans la partie I.4 de ce chapitre, où un état de l'art non exhaustif sera proposé en fonction du régime temporel des sources de pompe.

I.2.2.2.4. Fibres optiques en verres non silice

En grande majorité, les fibres optiques actuelles sont réalisées à partir d'un verre : la silice. Cependant, plusieurs équipes de recherche se sont penchées sur la réalisation de fibres optiques avec des verres non silice, comme le tellure (Te) [64], le bismuth (Bi) [65], le chalcogénure (GLSO) [66] ou encore le SF6 [67, 68]. L'intérêt porté pour de tels verres vient du fait que ceux-ci possèdent des propriétés très différentes de la silice. En effet, ces matériaux disposent de forts indices de réfraction induisant alors des indices non linéaires (n_2) élevés et permettent d'obtenir des coefficients non linéaires très supérieurs à celui de la silice (Figure I-7(a)). D'autre part, les fenêtres de transparence de ces matériaux sont très décalées dans l'infrarouge. Il en résulte une annulation de la dispersion du matériau pour des longueurs d'onde hautes voire très hautes (Figure I-7(b)). L'utilisation de ces verres particuliers devrait permettre la génération de supercontinua dans le domaine infrarouge, bien au dessus de 2 μm , pour des applications LIDAR ou d'imagerie non linéaire. Actuellement, peu d'études ont été publiées sur ce genre de spectres infrarouges [69]. Pourtant, plusieurs papiers rapportent la fabrication de fibres ou guides possédant un coefficient non linéaire important [70, 71]. Il a par exemple été montré qu'un élargissement spectral entre 1200 et 1800 nm pouvait être obtenu, dans 2 cm de fibre en bismuth, grâce à un pompage femtoseconde à 1540 nm [65]. Abedin [72] a également montré que les fibres optiques en tellure avaient un fort potentiel pour la diffusion Brillouin stimulée qui peut être appliquée à la réalisation de lasers et d'amplificateurs Brillouin. Les principaux inconvénients de ces fibres en verres exotiques pour l'infrarouge sont leur fabrication, qui demande un savoir-faire particulier, leurs pertes linéiques, qui restent encore très élevées, ainsi que des problèmes mécaniques, ne facilitant pas leur manipulation.

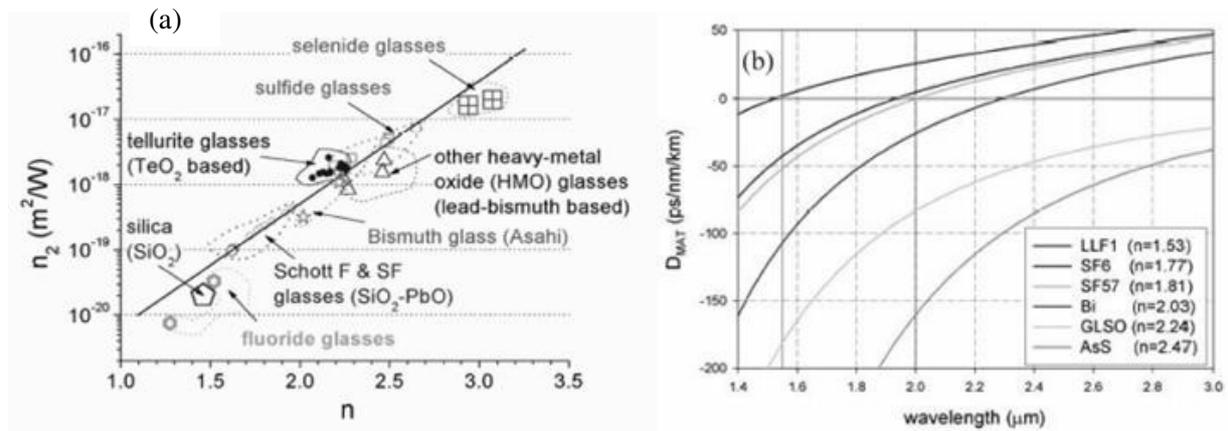


Figure I-7 (d'après [73]): (a) Représentation schématique de l'évolution de l'indice non linéaire en fonction de l'indice de réfraction ; (b) courbes de dispersion du matériau de verres Schott (SF6, SF57, LLL1), chalcogénure (GLSO, AsS) et bismuth (Bi). Les valeurs des indices linéaires, présentées dans l'encart de la figure (b), ont été calculées à $1,06 \mu m$

I.2.3. Milieux non linéaires - conclusion

Dans cette première partie, nous avons vu les principaux milieux pouvant être utilisés pour engendrer un spectre large de type supercontinuum.

Les premiers milieux étudiés furent les blocs de verre, les liquides et les gaz. Des élargissements importants, principalement dans la région du spectre visible et proche infrarouge, ont été obtenus. La formation des continua dans ces matériaux fait appel à des phénomènes non linéaires divers et complexes, dont l'ensemble des interactions n'est pas encore complètement élucidé. En effet, au-delà des modulations temporelles et spectrales, des modulations spatiales interviennent, induisant des déformations spatio-temporelles complexes. Toutefois, la génération de supercontinuum serait principalement due à l'automodulation de phase accompagnée des effets d'autofocalisation, de filamentation, et de formation de plasma dont ce dernier permet de limiter l'augmentation de la non linéarité par autofocalisation. Bien évidemment, d'autres phénomènes tels que l'effet Raman ou les mélanges paramétriques restent présents mais ne contribuent pas de manière importante à l'élargissement spectral. La longueur de propagation étant faible pour ces milieux (maximum 1 m), il est nécessaire d'utiliser des lasers de pompe de très forte puissance, de l'ordre de plusieurs MW crête. Cela a pour conséquence la conception de systèmes peu compacts et onéreux. De plus, la distribution spatiale du mode en sortie du milieu n'est pas homogène. Il

est par ailleurs impossible de modifier la dispersion de ce type de milieu, ce qui limite les conversions non linéaires et donc le nombre d'applications potentielles des faisceaux multi-longueur d'onde générés.

Afin de mieux maîtriser les conditions de propagation, concernant notamment la dispersion, et d'abaisser l'énergie nécessaire à l'obtention d'élargissements spectraux, la recherche s'est tournée vers l'utilisation de nouveaux milieux non linéaires tels que les guides d'ondes. Deux types de guides ont été étudiés : les guides sur support massif et les fibres optiques. A notre connaissance, les microguides n'ont montré expérimentalement que de très faibles élargissements spectraux, obtenus principalement en utilisant l'automodulation de phase. Cependant, il a été montré numériquement qu'il était possible, en jouant sur les paramètres du guide et la nature du matériau, d'engendrer des continua dans l'infrarouge.

Les guides ayant dévoilé le plus de potentiel pour la génération de supercontinua sont les fibres optiques en silice. En effet, celles-ci permettent de maintenir une forte densité surfacique de champ sur de très grandes distances et d'engendrer des spectres larges dans l'ensemble des régimes d'excitation temporels (continu, nanoseconde, picoseconde et femtoseconde). Ainsi, des sources de pompe compactes voire ultra-compactes peuvent être utilisées pour la génération de spectres larges. L'arrivée des fibres microstructurées a accru davantage le potentiel de ce type de guide. Le contrôle de la dispersion et la capacité de confinement extrême du champ électromagnétique ont permis de générer des spectres couvrant l'ensemble de la fenêtre de transparence de la silice. Les effets non linéaires mis alors en jeu sont multiples et dépendent du régime d'excitation utilisé et des conditions de propagation (dispersion chromatique, biréfringence, nombre de modes). En régime femtoseconde, la génération de fréquences large bande est principalement dominée par l'automodulation de phase et les effets solitoniques avec la présence d'autodécalage soliton, de cassure de solitons et la génération d'ondes dispersives. En revanche, les régimes nanoseconde et picoseconde font appel, au-delà des propagations solitoniques, à l'effet Raman et aux multiples mélanges paramétriques possibles. D'un point de vue général, l'apport principal des fibres microstructurées air-silice est le décalage de la longueur d'onde de zéro de dispersion vers les hautes fréquences, ce qui permet d'obtenir une conversion non linéaire dans la région du visible, voire du proche UV. De plus, la maîtrise des conditions d'excitation et de propagation permet un meilleur contrôle du profil du spectre et donc une amélioration de son homogénéité.

Finalement, on pourra noter que de nouveaux matériaux très fortement non linéaires sont également employés pour la réalisation de fibres optiques, dans le but de couvrir de nouvelles bandes spectrales, notamment dans le domaine de l'infrarouge.

I.3. Les effets non linéaires dans les fibres optiques

La majorité des fibres optiques sont constituées de silice, qui est un diélectrique de type isolant formé de molécules symétriques (SiO_2) ; on parle alors de matériau centrosymétrique. Ce type de matériau ne peut conduire de courants électriques mais sous l'influence d'un champ électrique E , il est possible de déformer le nuage électronique de manière locale : c'est le phénomène de polarisation électronique. Ce phénomène est susceptible de créer de nombreux dipôles électrostatiques microscopiques. La polarisation est alors définie comme la grandeur macroscopique correspondant à la somme des moments dipolaires microscopiques. Sous un faible champ électromagnétique, la silice a une réponse dite linéaire, on parle alors de polarisation linéaire P_L . Pour un champ électromagnétique intense, la polarisation du matériau devient alors une fonction non linéaire du champ électrique E et s'exprime suivant les relations suivantes [59]:

$$\begin{aligned} P &= P_L + P_{NL} \\ P &= \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)} \cdot E + \chi^{(2)} : EE + \chi^{(3)} : EEE + \dots \right) \end{aligned} \quad (\text{I.12})$$

Où ε_0 est la permittivité du vide, $\chi^{(j)}$ avec $j=1,2,\dots$ est la susceptibilité d'ordre j du matériau.

Le coefficient $\chi^{(1)}$ représente la susceptibilité linéaire, qui est la principale contribution de la polarisation. Cette grandeur complexe intervient directement dans l'indice de réfraction du milieu et dans le coefficient d'atténuation à travers les équations suivantes :

$$\begin{aligned} n(\omega) &= 1 + \frac{1}{2} \text{Re}[\chi^{(1)}(\omega)] \\ \alpha(\omega) &= \frac{\omega}{n.c} \text{Im}[\chi^{(1)}(\omega)] \end{aligned} \quad (\text{I.13})$$

Les susceptibilités d'ordres supérieurs représentent la potentialité du matériau d'induire des effets de type non linéaire. Dans les fibres optiques en silice, les susceptibilités d'ordre

supérieur à trois sont très faibles et négligeables. Elles ne sont donc, dans la majorité des cas, pas prises en compte pour la description des effets non linéaires.

La susceptibilité non linéaire d'ordre deux $\chi^{(2)}$ est directement reliée à la propriété du matériau et reste égale à zéro dans les matériaux centrosymétriques. Cette non linéarité est notamment responsable d'effets comme le doublage en fréquence ou la somme de fréquence. Il est donc théoriquement impossible d'obtenir de la génération de second harmonique dans les fibres optiques en silice. Malgré cela, plusieurs études ont montré du doublage de fréquence dans les fibres optiques en silice à cause de la non homogénéité du guide, notamment lorsque celui-ci est dopé ou qu'il présente localement des ruptures de symétrie [74-77]. Nous reviendrons dans le chapitre III sur cette possibilité d'engendrer une onde au second harmonique dans des fibres optiques.

La susceptibilité non linéaire d'ordre trois $\chi^{(3)}$ est quant à elle majoritairement à l'origine des effets non linéaires se produisant dans les fibres optiques. Ces effets se décomposent en deux sous familles : les effets élastiques tel que l'effet Kerr optique où il n'y a aucun échange d'énergie entre le faisceau de pompe et le matériau dans lequel s'effectue la propagation, et les effets inélastiques appelés aussi diffusions qui résultent d'un échange d'énergie entre le faisceau et le milieu.

I.3.1. L'automodulation de phase

La propagation d'un champ optique intense dans une fibre optique entraîne une modification instantanée de l'indice de réfraction du milieu. Ce phénomène est appelé effet Kerr optique. L'indice de réfraction est alors dépendant de l'intensité du champ optique et se décompose en deux termes [59]:

$$n(\omega, t) = n_L(\omega) + n_2 I(t) \quad (\text{I.14})$$

Où n_L correspond à l'indice linéaire, I à l'intensité du champ et n_2 à l'indice non linéaire du milieu. n_2 est compris entre $2,6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ et $3,2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ pour une fibre en silice ; cette valeur dépend notamment de la présence d'éventuels dopants et de la technique de mesure. Cet indice non linéaire est directement relié à la susceptibilité d'ordre trois par la relation :

$$n_2 = \frac{3}{8n_L} \text{Re}[\chi^{(3)}] \quad (\text{I.15})$$

Sous une forte intensité de champ, la variation de l'indice de réfraction entraîne un déphasage auto-induit ; cet effet est appelé automodulation de phase (SPM pour « Self-Phase Modulation »). Le déphasage non linéaire induit par l'automodulation de phase est donné par :

$$\Delta\phi_{NL_SPM}(t) = n_2 \cdot k_0 \cdot L \cdot I(t) \quad (\text{I.16})$$

Avec k_0 la norme du vecteur d'onde et L la longueur de propagation.

En superposant l'effet de dispersion chromatique à l'effet d'automodulation de phase, on peut obtenir une modification du profil temporel de l'impulsion.

Toutefois, si l'on néglige la dispersion chromatique, la SPM n'induit aucun changement sur la forme de l'impulsion dans le domaine temporel, mais produit un élargissement spectral. Le décalage fréquentiel engendré par l'automodulation de phase est obtenu par la relation suivante :

$$\Delta\omega(t) = -\frac{d\Delta\phi_{NL_SPM}(t)}{dt} \quad (\text{I.17})$$

La Figure I-8(a) en donne une représentation graphique. Si l'impulsion est parfaitement symétrique, alors l'élargissement spectral est lui aussi symétrique et possède un nombre de modulations qui dépend de la valeur maximale du déphasage non linéaire maximum [78], comme montré sur la Figure I-8(b).

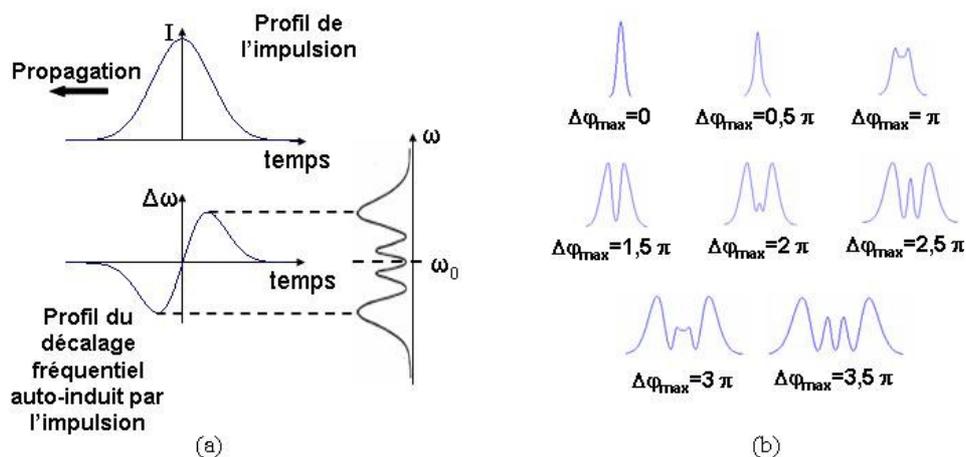


Figure I-8 : (a) Mise en évidence de l'effet d'automodulation de phase à partir d'une impulsion gaussienne ; (b) Evolution du spectre d'intensité d'une impulsion gaussienne ayant subi la SPM pour différentes valeurs de déphasage non linéaire maximum

I.3.2. La modulation de phase croisée

Cet effet non linéaire ne peut se produire qu'en présence de deux champs optiques se propageant dans une fibre à des longueurs d'onde différentes ou avec des états de polarisation différents. La modulation de phase croisée (XPM pour « Cross Phase Modulation ») est une conséquence directe de l'effet Kerr. Le phénomène est lié au fait que l'indice de réfraction vu par une impulsion est modifié par la présence de l'autre dans la zone de chevauchement. En plus du déphasage auto-induit par SPM, il faut donc ajouter le déphasage dû à la modulation de phase croisée :

$$\Delta\phi_{NL_XPM_1}(t) = 2n_2.k_0.L.I_2(t) \quad (I.18)$$

Avec $\Delta\phi_{NL_XPM_1}$ le déphasage non linéaire induit par modulation de phase croisée sur la première impulsion par l'intensité de la deuxième impulsion I_2 .

Le déphasage non linéaire total subi par une impulsion i , en co-propagation avec N impulsions, s'écrit alors :

$$\Delta\phi_{NL_i}(t) = k_0.n_2.L \left[I_i(t) + 2 \sum_{j \neq i}^N I_j(t) \right] \quad (I.19)$$

Dans l'expression (I.19), on considère que la polarisation linéaire des faisceaux est parallèle. Si la polarisation est orthogonale il faut remplacer le facteur 2 par un facteur 2/3 [59].

I.3.3. L'auto-raïdissement de l'impulsion

Nous avons vu précédemment qu'en régime de propagation dit non linéaire, l'indice de réfraction vu par une onde est dépendant de sa propre intensité (effet Kerr). Ainsi, lorsqu'une impulsion à profil gaussien, de forte intensité, se propage dans un milieu non linéaire tel que la silice, le sommet de l'impulsion voit un indice plus fort que les ailes de l'impulsion. La vitesse de propagation de son centre est alors plus faible que celle du reste de l'impulsion. Il en résulte une asymétrie et un raidissement du front arrière de celle-ci. Le phénomène est appelé effet d'auto-raïdissement (SS pour « Self-Steepening »). Ce processus peut être considéré en temporel comme une dépendance de la vitesse de groupe à l'intensité [79-82].

Cet effet est généralement pris en compte pour des impulsions femtoseconde ultra-courtes (typiquement < 100 fs).

Conjugué à l'effet d'automodulation de phase, l'auto-raïdissement va avoir tendance à accentuer l'élargissement spectral vers les basses longueurs d'onde. En effet, l'arrière de l'impulsion ayant une pente plus importante qu'à l'avant, le décalage fréquentielle $\Delta\omega$ n'est plus symétrique et devient supérieur pour l'arrière de l'impulsion, ce qui favorise l'élargissement vers les fréquences bleues.

I.3.4. Les effets solitoniques

Les solitons ont été mis en évidence pour la première fois en 1834 par Russel, qui observait la propagation d'une vague sur un canal. Par définition, le soliton est une impulsion se propageant sans déformation dans un milieu dispersif et non linéaire. En 1973, Hasegawa *et al.* [83] furent les premiers à émettre l'idée de propagation d'un soliton dans une fibre optique par compensation mutuelle de l'effet de dispersion et de l'effet non linéaire d'automodulation de phase. Par la suite, de nombreuses études s'en sont suivies pour comprendre le comportement des solitons lors de leur propagation dans les fibres optiques. Le régime solitonique ne peut avoir lieu que dans le domaine de dispersion qui permet la compensation de l'effet de la non linéarité, c'est-à-dire le régime de dispersion anormale. Effectivement l'automodulation de phase en régime de dispersion normal conduit à un élargissement de l'impulsion, alors que ce même effet en régime anormal permet de réaliser une compression d'impulsion.

Les solitons sont des impulsions initialement symétriques et peuvent être représentés mathématiquement par l'équation suivante [84, 85]:

$$A(T, z = 0) = N \cdot \text{sech}\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (\text{I.20})$$

Où T_0 est la largeur de l'impulsion, N l'ordre du soliton et est défini par :

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\mathcal{P} T_0^2}{|\beta_2|} \quad (\text{I.21})$$

P_P étant la puissance crête de l'impulsion, L_D la longueur de dispersion et L_{NL} la longueur non linéaire. La valeur de N étant décimale, on prend toujours la valeur entière la plus proche pour déterminer l'ordre du soliton.

Dans le cas où $N = 1$, c'est-à-dire $L_D = L_{NL}$, l'effet linéaire de dispersion est compensé par l'effet non linéaire d'automodulation de phase, entraînant une conservation de la forme de l'onde au cours de sa propagation. On parle alors de soliton fondamental (ou d'ordre un).

Ainsi, la puissance crête requise pour l'existence d'un soliton fondamental est $P_P = \frac{|\beta_2|}{\gamma T_0^2}$.

Lorsque N est supérieur ou égal à deux, on parle alors de solitons d'ordre supérieur. Ceux-ci peuvent être décrits comme plusieurs solitons fondamentaux se propageant de manière couplée [84]. Il est possible de déterminer la puissance et la largeur temporelle de ces solitons d'ordre un d'après les équations suivantes [86] :

$$P_k = \frac{(2N - 2k + 1)^2}{N^2} P_P \quad (\text{I.22})$$

$$T_k = \frac{T_0}{2N - 2k + 1} \quad (\text{I.23})$$

Où k représente le $k^{\text{ième}}$ soliton fondamental constituant le soliton d'ordre supérieur considéré. Dans le cas où les effets de dispersion d'ordres supérieurs et les effets non linéaires (autre que la SPM) sont négligés, les solitons fondamentaux composant le soliton d'ordre supérieur voyagent à la même vitesse de groupe, entraînant des interactions. Ces interactions produisent un comportement périodique du soliton d'ordre supérieur lors de sa propagation dans la fibre optique. Dans le domaine fréquentiel et temporel, on observe l'évolution longitudinale d'une structure (enveloppe de l'impulsion) pouvant présenter plusieurs pics et retrouvant sa forme initiale de façon cyclique, comme le montre par exemple la Figure I-9 pour un soliton du troisième ordre. La longueur nécessaire pour laquelle le soliton retrouve sa forme initiale, appelée aussi période soliton, est déterminée par [86]:

$$Z_0 = \frac{\pi}{2} L_D = \frac{\pi}{2} \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (\text{I.24})$$

La période soliton ne dépend pas de la puissance crête de l'impulsion mais seulement de sa largeur et de la dispersion de vitesse de groupe.

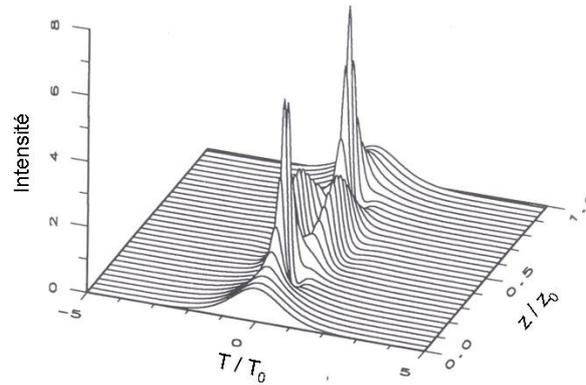


Figure I-9 : Evolution temporelle d'un soliton d'ordre trois en fonction de la longueur de propagation mettant en évidence une période soliton Z_0 (d'après [59])

I.3.4.1. La fission soliton

Précédemment, nous avons vu que les solitons fondamentaux voyagent ensemble à cause de la dégénérescence de leurs vitesses de groupe. La moindre perturbation entraîne un changement de leurs vitesses de groupe, par conséquent le soliton d'ordre N éclate en un nombre N de solitons fondamentaux. Ce processus est appelé fission (ou cassure) soliton (connu aussi sous le terme « soliton breakup ») [87]. La perturbation peut être due à l'effet d'auto-raïdissement de l'impulsion [88], à la diffusion Raman [89] ou encore aux effets de dispersion d'ordre supérieur [90]. Dans la majorité des cas, pour des impulsions ayant une largeur temporelle supérieure à 200 fs, le phénomène de cassure soliton est dû à la diffusion Raman.

La fission soliton se produit, au cours de la propagation, lorsque la largeur de l'impulsion parvient à une compression maximum. Une formule mathématique permet de déterminer la longueur de propagation approximative à partir de laquelle se produit la fission des solitons : $L_{fission} \approx L_D/N$ [91]. L'éjection et la propagation des N solitons fondamentaux ne se font pas de manière anarchique. En effet, le premier soliton éjecté est celui qui possède la plus grande puissance crête et la durée la plus faible. Il a également la vitesse de groupe la plus élevée [91]. Lors de la propagation, le soliton éjecté sera celui qui subira le ralentissement le plus important sous l'effet de l'autodécalage soliton, que nous allons décrire dans la partie suivante. La Figure I-10 résume schématiquement le phénomène de fission soliton.

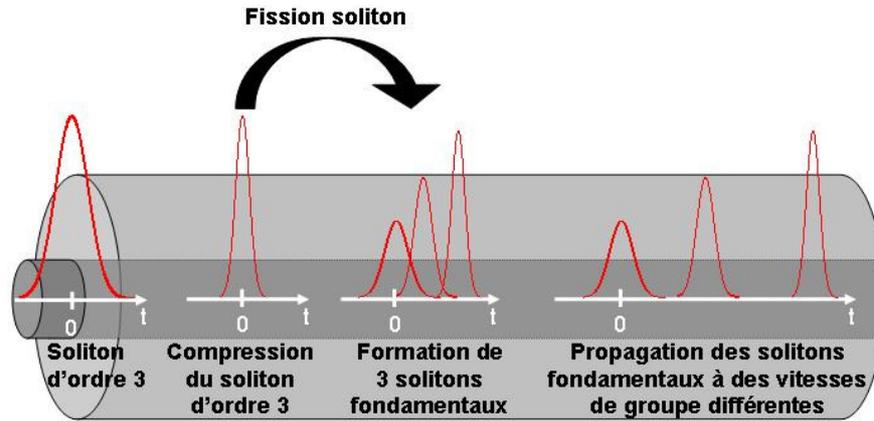


Figure I-10 : Schématisation de l'effet de fission soliton lors de la propagation d'un soliton d'ordre 3 dans une fibre optique

I.3.4.2. L'autodécalage en fréquence des solitons

Les solitons (de durée typiquement < 100 fs) se propageant dans une fibre optique possèdent une largeur spectrale supérieure au décalage Raman. Il en résulte un recouvrement entre le spectre de l'impulsion et le gain Raman qu'elle génère. Il y a alors amplification des longueurs d'onde hautes au détriment des longueurs d'onde basses, entraînant un décalage spectral du centre de l'impulsion vers les hautes longueurs d'onde. De plus, la modification de la longueur d'onde centrale du soliton entraîne un changement de vitesse de groupe et une modification des conditions de dispersion de celui-ci [92, 93]. Ce phénomène est connu sous le nom d'autodécalage en fréquence des solitons (SSFS pour « Soliton Self-Frequency Shift »). Le décalage fréquentiel occasionné par le SSFS peut être approximé numériquement par l'expression suivante [92]:

$$\Delta f = \frac{1,2904 \cdot \lambda^2 \cdot D_c(\lambda) \cdot h(T_0) \cdot L}{T_0^4} \quad (\text{I.25})$$

Où D_c représente la dispersion chromatique, L la longueur de propagation, T_0 la largeur temporelle du soliton et h l'intégrale de recouvrement entre la courbe de gain Raman et le spectre du soliton :

$$h(T_0) = 496 \cdot T_0 \int_0^{\infty} \frac{\Omega^3 R(\Omega/2\pi T_0)}{\sinh^2(\pi\Omega/2)} d\Omega \quad (\text{I.26})$$

Avec R le gain Raman et Ω le décalage fréquentiel de la fréquence centrale du soliton.

Dans ces conditions, les solitons ayant les plus courtes durées et les plus fortes puissances crêtes seront ceux qui subiront le plus fort décalage en fréquence. Ce décalage augmente aussi avec la longueur de propagation dans la fibre. Par ailleurs, le processus de SSFS peut être limité par deux facteurs. La première limitation est due aux pertes de la fibre optique. En effet, lors de sa propagation, l'amplitude du soliton diminue, ce qui entraîne un élargissement temporel de celui-ci et un ralentissement du décalage vers les hautes longueurs d'onde. A partir d'un certain seuil d'élargissement temporel, il n'y a plus de recouvrement entre le spectre du soliton et le gain Raman et le décalage fréquentiel ne s'effectue plus. Le deuxième facteur limitant le décalage fréquentiel par SSFS est le changement de signe de la dispersion. Ce cas peut être obtenu lors de la propagation d'un soliton dans une fibre présentant deux zéros de dispersion [94, 95]. La Figure I-11(a) montre le phénomène d'autodécalage en fréquence des solitons obtenus expérimentalement ; il y apparaît clairement l'arrêt du décalage soliton lors du changement du signe de la dispersion. Au-delà de ce deuxième zéro de dispersion, il y a la génération d'onde dispersive (ou radiative) dans l'infrarouge dont nous détaillerons le phénomène dans un prochain paragraphe. La Figure II-11(b) est un spectrogramme obtenu par calcul numérique mettant en évidence le SSFS tout en ayant une information supplémentaire sur le comportement temporel.

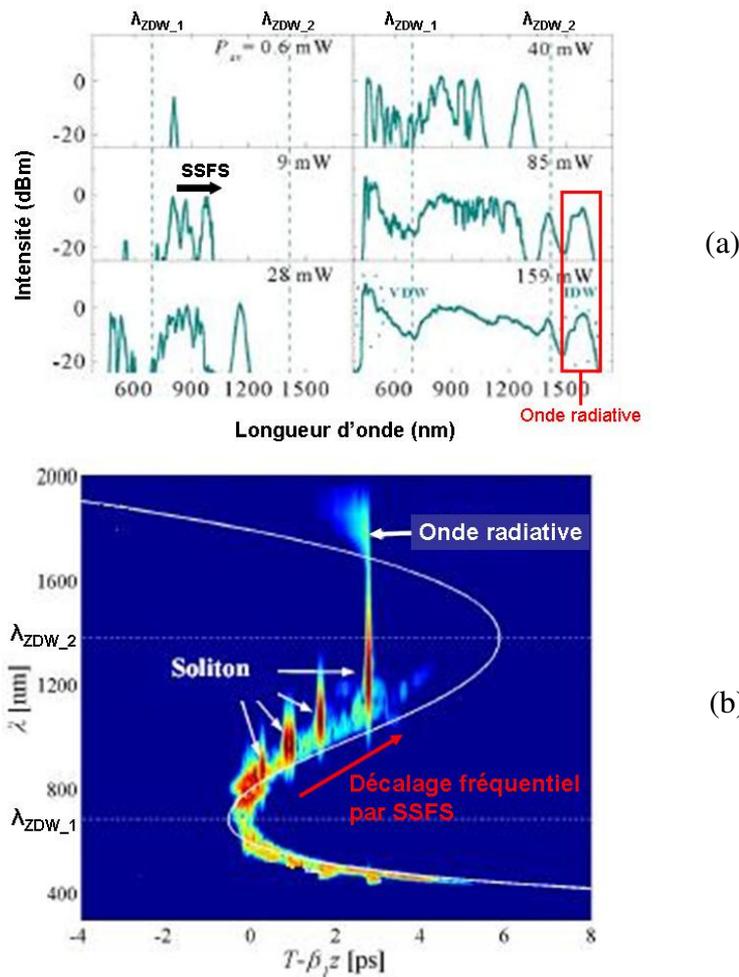


Figure I-11 (d'après [94]) : (a) Evolution du spectre en fonction de la puissance de pompe en régime femtoseconde (mesures expérimentales); (b) Spectrogramme (simulations) (λ_{ZDW_1} et λ_{ZDW_2} : longueurs d'onde du premier et du second zéro de dispersion)

I.3.4.3. Génération d'ondes dispersives

Un soliton idéal a la propriété d'avoir une forme invariante tout au long de sa propagation. En réalité, ce comportement est obtenu en négligeant les perturbations introduites par les effets de dispersion d'ordres élevés et les effets non linéaires. Si l'on considère la propagation d'un soliton d'ordre élevé, les perturbations précédemment citées ont pour impact de déstabiliser la propagation et d'initier une cassure du soliton. Lors de cette fission, les solitons d'ordre un, possédant la plus grande puissance crête et donc la largeur spectrale la plus élevée, sont éjectés en premiers. Sous l'influence de l'autodécalage Raman, un soliton peut entrer en résonance avec une onde se propageant en régime de dispersion normale. Cet échange énergétique potentiel dépend d'une part de l'accord des vitesses de phase des deux ondes et

d'autre part du recouvrement spectral entre elles. Le transfert d'énergie est alors proportionnel au recouvrement spectral entre le soliton et l'onde générée [96]. Ainsi, plus le soliton est éloigné de la position du zéro de dispersion, plus la longueur d'onde, satisfaisant l'accord de phase, est située en fort régime de dispersion normal et plus le recouvrement est limité, réduisant alors l'amplitude de l'onde créée. Cette onde est appelée onde dispersive et contribue à étendre le spectre vers le régime de dispersion normal, à la fois dans le domaine visible et infrarouge (voir Figure I-12). On parle alors de quasi soliton associé à une onde dispersive. Ce phénomène est aussi appelé effet Čerenkov de type spectral [95-98]. Il est à noter que ce processus est sensible à la forme de la courbe de dispersion. Il en résulte un comportement différent selon que ce processus est observé autour de la première ou seconde longueur d'onde d'annulation de la dispersion [94]. De plus, la génération de l'onde dispersive s'accompagne d'une modification de la vitesse de décalage fréquentiel du soliton par SSFS et d'une stabilisation de la fréquence centrale du soliton. La détermination de la fréquence centrale de l'onde dispersive peut être obtenue par le calcul de l'accord de phase suivant [96, 99]:

$$\phi_s - \phi_{DW} = [\beta(\omega_s) - \omega_s \beta_1(\omega_s) + \gamma(\omega_s) P_p] L - [\beta(\omega_{DW}) - \omega_{DW} \beta_1(\omega_s)] L = 0 \quad (I.27)$$

Où ϕ_s et ϕ_{DW} représentent les phases du soliton et de l'onde dispersive. La Figure I-12 présente un spectre où l'accord de phase a été réalisé à la fois dans le domaine visible et infraouge.

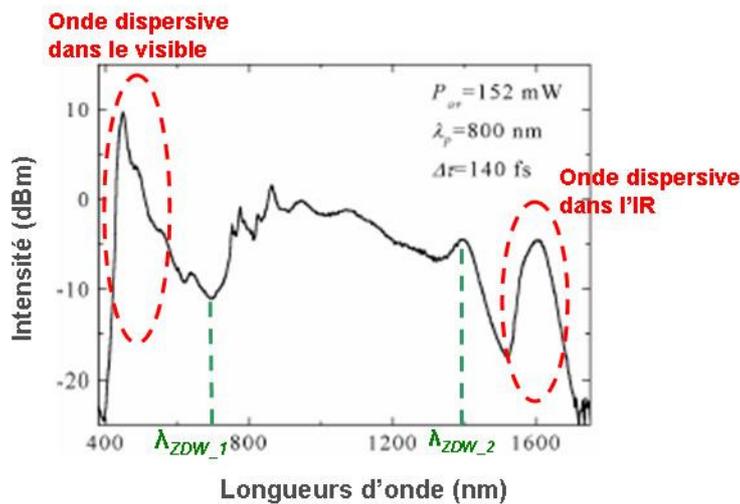


Figure I-12 (d'après [94]): Mise en évidence du phénomène de génération d'ondes dispersives dans le visible et l'infrarouge due à la présence de deux zéros de dispersion

(λ_{ZDW_1} et λ_{ZDW_2})

I.3.5. Mélange à quatre ondes / Instabilité de modulation

L'effet de mélange à quatre ondes (FWM pour « Four-Wave-Mixing ») est lié à la susceptibilité non linéaire d'ordre trois et correspond à la recombinaison et génération de photons à différentes fréquences. L'obtention de ce phénomène nécessite le respect de deux conditions qui sont : la conservation de l'énergie et l'accord des vitesses de phase entre les ondes. Il est à noter que cet accord de phase peut être obtenu par un effet modal, ou de biréfringence, ou encore de dispersion. Il existe deux types de mélanges à quatre ondes. Dans le premier cas, il y a interaction de trois photons aux fréquences $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ donnant naissance à un quatrième photon à la fréquence $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$. Ce processus permet par exemple d'expliquer la génération de troisième harmonique dans les fibres. Quoiqu'il en soit, ce type de mélange à quatre ondes est très difficile à obtenir dans les fibres optiques à cause de l'accord de phase généralement non satisfait. Toutefois, plusieurs travaux ont montré qu'il était possible de satisfaire aux conditions d'accord de phase en utilisant des modes d'ordres élevés [100]. Le deuxième cas est la création de deux photons aux fréquences ω_3, ω_4 due à l'annihilation de deux photons à ω_1, ω_2 avec $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$. L'accord de phase est alors donné par l'expression :

$$\Delta k = k_3 + k_4 - k_1 - k_2 = 0 \quad (\text{I.28})$$

Avec $k_i = \frac{n_i \omega_i}{c}$, n_i étant l'indice de réfraction de la silice à la fréquence ω_i . Les ondes à ω_3 et ω_4 ($> \omega_3$) sont respectivement nommées ondes « Stokes » et « anti-Stokes ». Lorsque l'on a une seule longueur d'onde de pompe injectée, on se retrouve dans le cas où $\omega_1 = \omega_2$. On parle alors de FWM dégénéré. Pour déterminer les positions des ondes Stokes et anti-Stokes en fonction de la longueur d'onde de pompe, on trace une courbe d'accord de phase dont un exemple est montré sur la Figure I-13. L'accord de phase est composé d'une partie linéaire Δk due à la dispersion chromatique et une partie non linéaire Δk_{NL} induite par l'effet Kerr. Ainsi, l'accord de phase τ dans le cas dégénéré est donné par l'expression suivante [59]:

$$\tau = \Delta k + \Delta k_{NL} = \left[\frac{n_3 \omega_3}{c} + \frac{n_4 \omega_4}{c} - \frac{2n_1 \omega_1}{c} \right] + 2\gamma P = 0 \quad (\text{I.29})$$

γ représentant le coefficient non linéaire du guide et P la puissance de pompe.

La Figure I-13 représente la courbe d'accord de phase, pour le mode fondamental, calculée avec les paramètres d'une de nos fibres microstructurées ($d = 1,4 \mu\text{m}$, $\Lambda = 2 \mu\text{m}$). La longueur d'onde du zéro de dispersion est localisée aux alentours de 870 nm. Les deux courbes représentent les accords de phase potentiels pour deux puissances de pompes différentes. La première information importante issue de ces deux tracés concerne le faible impact de la phase non linéaire sur l'écart fréquentiel entre les ondes Stokes et anti-Stokes. L'influence de la puissance est la plus élevée lorsque la longueur d'onde de pompe reste à proximité de la longueur d'onde de zéro de dispersion. D'autre part, le positionnement de l'onde initiale en régime de dispersion anormal ne donne naissance qu'à des radiations situées à proximité d'elle-même et ne permet donc pas d'obtenir une génération large bande. En revanche, l'excitation du guide en régime normal autorise des accords de phase très larges et engendre la création d'ondes loin de la longueur d'onde de pompe. Une variation de la longueur d'onde de pompe de quelques dizaines de nanomètres autour du ZDW permet de balayer la quasi totalité de la fenêtre de transparence de la silice par FWM dégénéré.

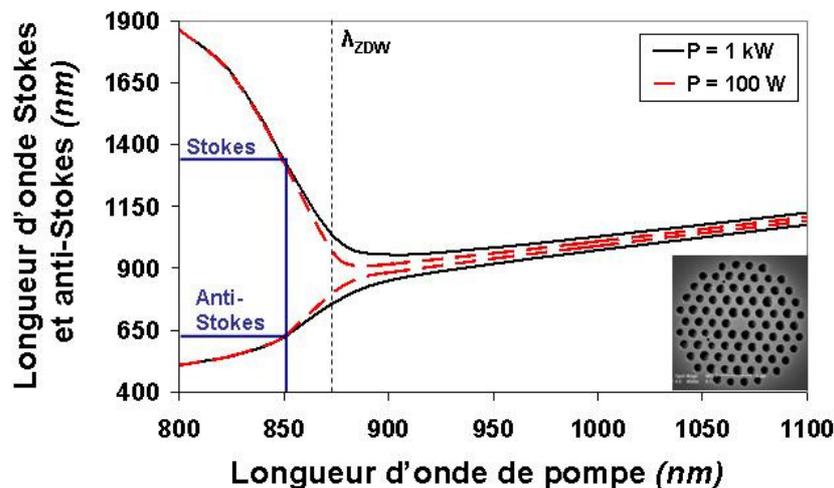


Figure I-13 : Diagramme non linéaire d'accord de phase pour le processus FWM dégénéré dans une FMAS (image de la coupe transversale en encart, $d = 1,4 \mu\text{m}$, $\Lambda = 2 \mu\text{m}$), tracé pour deux valeurs de puissance crête de pompe différentes

▪ *Instabilité de modulation*

La propagation d'une impulsion de forte intensité dans un milieu dispersif et non linéaire comme une fibre optique peut faire apparaître le phénomène d'instabilité de modulation (IM). Dans un premier temps, cet effet fut découvert dans des fluides [101] et obtenu dans les fibres

en régime de dispersion seulement anormal [102, 103]. Par la suite, il a été démontré la possibilité d'obtenir ce phénomène en régime normal grâce à la biréfringence de la fibre optique [104, 105], à un comportement bimodal [106], puis grâce à un ordre de dispersion élevé [107]. Le phénomène se traduit par l'apparition dans le domaine temporel de modulations ultra rapides conduisant à la génération d'un train d'impulsions à forte fréquence de récurrence. Dans le domaine spectral, on note l'apparition de raies latérales dont l'écartement fréquentiel dépend des conditions de propagation (dispersion, puissance). Ce phénomène est similaire au mélange à quatre ondes. Ainsi le formalisme utilisé est le même que pour le FWM et doit satisfaire aux conditions d'accord de phase et de conservation de l'énergie. En régime de dispersion normal, l'accord de phase a lieu grâce à la biréfringence de la fibre - on parle alors d'instabilité de modulation vectorielle - ou bien par un accord de phase modal, où l'égalité des vitesses est satisfaite grâce à la propagation sur deux modes différents.

- **Gain paramétrique**

Au-delà du tracé de la courbe d'accord de phase, on retrouve souvent le tracé du gain paramétrique g ou du gain petit signal qui correspond à la potentialité d'obtenir la génération d'une onde à une longueur d'onde donnée. Plus précisément, le calcul du gain permet d'obtenir le décalage fréquentiel des ondes signal et réplique en fonction de la puissance de pompe ou de la position de la longueur d'onde excitatrice. Pour un système à deux pompes excitatrices, l'expression du gain paramétrique est la suivante :

$$g = \sqrt{(\gamma P_0 r)^2 - \left(\frac{\tau}{2}\right)^2} \quad (\text{en m}^{-1}) \quad (\text{I.30})$$

Avec $P_0 = P_1 + P_2$, la somme des puissances de pompes et $r = \frac{2(P_1 P_2)^{1/2}}{P_0}$. Pour un système à une pompe, le facteur r est égal à 1. A partir de ce gain paramétrique, il est possible de tracer le gain petit signal, défini comme ci-dessous :

$$G = 1 + (\gamma P_0 r)^2 \frac{\text{sh}^2(gL)}{g^2} \quad (\text{I.31})$$

La Figure I-14 représente un tracé de gain petit signal dans une fibre microstructurée pompée par deux radiations.

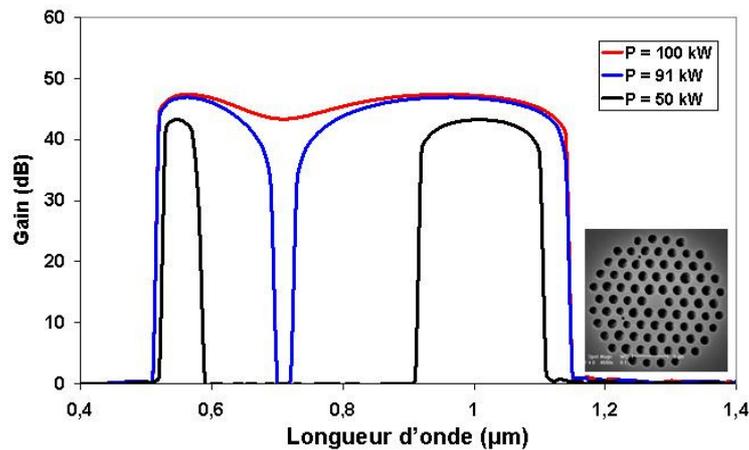


Figure I-14 : Tracé de gain petit signal d'une FMAS (image en encart, $d = 1,4 \mu\text{m}$, $A = 2 \mu\text{m}$, $\lambda_{ZDW} = 840 \text{ nm}$) ; utilisation de deux radiations situées à $\lambda_{P1} = 532 \text{ nm}$ et $\lambda_{P2} = 1064 \text{ nm}$

Le mélange à quatre ondes ou l'instabilité de modulation sont des effets non linéaires très présents dans la génération de supercontinua, comme nous le verrons par la suite.

I.3.6. Accord de phase de type Čerenkov spatial

D'un point de vue général, le processus d'émission Čerenkov est dû à la propagation d'une particule chargée ayant une vitesse plus grande que la vitesse de la lumière dans le milieu. La particule interagit avec le milieu de propagation, ainsi les atomes rencontrés par la particule sont perturbés et émettent des radiations. Celles-ci interfèrent de manière constructive pour former un front d'onde cohérent avec un angle θ par rapport à la direction de propagation de la particule [108].

Par analogie, dans les fibres optiques, des études théoriques et expérimentales ont montré la possibilité d'obtenir des mélanges paramétriques (génération de second (SHG) [109-112] et troisième (THG) harmonique [113, 114]) dus à des accords de phase de type Čerenkov. Cet accord de phase particulier se produit entre un mode guidé à la longueur d'onde de pompe et un mode de gaine portant le signal converti et se propageant de manière non colinéaire à l'onde de pompe. L'accord de phase nécessaire pour une génération par triplage de fréquence de type Čerenkov est schématiquement décrit par la Figure I-15.

Accord de phase réalisé si :

$$3\beta(\omega) < k_{3\omega}$$

$$\cos \theta = \frac{n_{\text{eff}}(\omega)}{n_g(3\omega)}$$

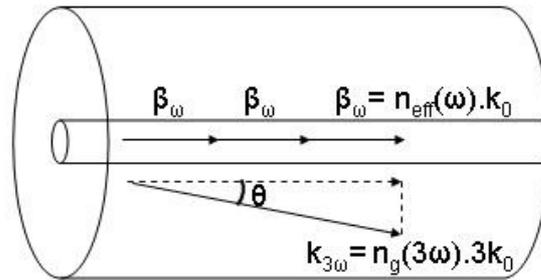


Figure I-15 : Schématisation du processus d'émission Čerenkov pour la THG dans une fibre optique ; condition d'accord à respecter pour l'émission de la radiation à 3ω (n_g : indice vu par le mode se propageant dans la gaine)

L'harmonique généré, étant non guidé dans le cœur de la structure, il se propage sur un mode de gaine avec un angle θ et se traduit en sortie par l'apparition d'un anneau en champ lointain comme montré sur la Figure I-16.

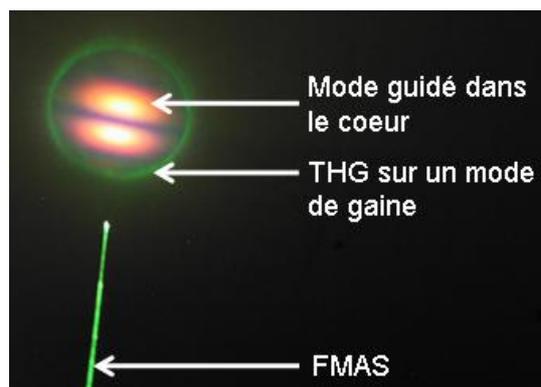


Figure I-16 : Observation en champ lointain de THG sur un mode de gaine en sortie d'une FMAS pompée à 1064 nm

I.3.7. La diffusion Raman

Les effets de diffusions, Raman et Brillouin, furent les premiers effets non linéaires étudiés dans les fibres optiques [115, 116]. Contrairement aux effets non linéaires précédemment abordés, les effets Raman et Brillouin sont dus à un échange d'énergie entre le champ optique et le milieu diélectrique, on parle alors d'effets inélastiques. Nous décrivons ci-après le phénomène de diffusion Raman.

Lors de la propagation d'un champ optique intense dans un milieu non linéaire, un photon de l'onde pompe à la fréquence ω_p est diffusé en un photon de fréquence ω_s , la différence d'énergie étant absorbée par le centre diffuseur. L'excitation du milieu se traduit, le plus souvent, par une modification du niveau vibrationnel ou rotationnel des molécules. Le processus donne naissance à un photon de plus faible fréquence (onde Stokes) ou à un photon de plus grande fréquence (onde anti-Stokes). Il est à noter que l'intensité de la lumière diffusée à la fréquence anti-Stokes est généralement plus faible, de plusieurs ordres de grandeur que celle à la fréquence Stokes. Ce processus est appelé diffusion Raman spontanée qui est caractérisée par un faible transfert d'une fraction de la puissance de l'onde pompe à l'onde Stokes (typiquement $\sim 10^{-6}$). Cependant, en présence de l'onde pompe ω_p et de l'onde signal ω_s , un processus d'amplification de l'onde ω_s au détriment de l'onde ω_p peut se mettre en place. On parle alors de diffusion stimulée. Ce processus d'amplification peut être très efficace ($> 10\%$ de la valeur de l'onde pompe).

Le spectre de gain Raman dans la silice, s'étend sur une bande de plus de 30 THz avec un maximum d'efficacité environ à $\Omega_s = 13,2$ THz [117] (Figure I-17(a)). Ainsi, en pompant une fibre optique à la fréquence ν , l'onde Stokes est générée à $\nu - \Omega_s$ et son intensité croît exponentiellement d'après la relation suivante [59]:

$$I_s(t) = I_s(0) \exp(g_r \cdot I_p \cdot L) \quad (\text{I.32})$$

Où I_p désigne l'intensité de pompe, g_r le gain Raman qui vaut environ $10^{-13} \text{ m.W}^{-1}$, et L la longueur de propagation.

De plus, nous pouvons déterminer le seuil Raman stimulé par la relation (I.33) lorsque les intensités de la pompe et de l'onde Stokes deviennent comparables [118] :

$$P_{seuil} = \frac{KA_{eff}}{g_r L_{eff}} \quad (\text{I.33})$$

Où K est une constante égale à 16 dans le cas où les polarisations de la pompe et de l'onde Stokes sont maintenues linéaires et parallèles, L_{eff} est la longueur effective de la fibre et vaut $L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha L)] / \alpha$ (α : atténuation linéique). Si la polarisation n'est pas maintenue tout au long de la propagation, la valeur du seuil Raman est augmentée d'un facteur variant entre 1 et 2 [59]. Dans le cas où le seuil Raman est atteint, on parle de diffusion Raman stimulée (SRS pour « Stimulated Raman Scattering »). Si l'onde Stokes devient suffisamment intense, celle-ci peut à son tour jouer le rôle de pompe et générer une deuxième onde Stokes

décalée d'environ 13,2 THz. Il est alors possible, en injectant une forte puissance de pompe, d'obtenir un élargissement spectral discret comportant plusieurs ondes Stokes, appelé cascade Raman (Figure I-17(b)).

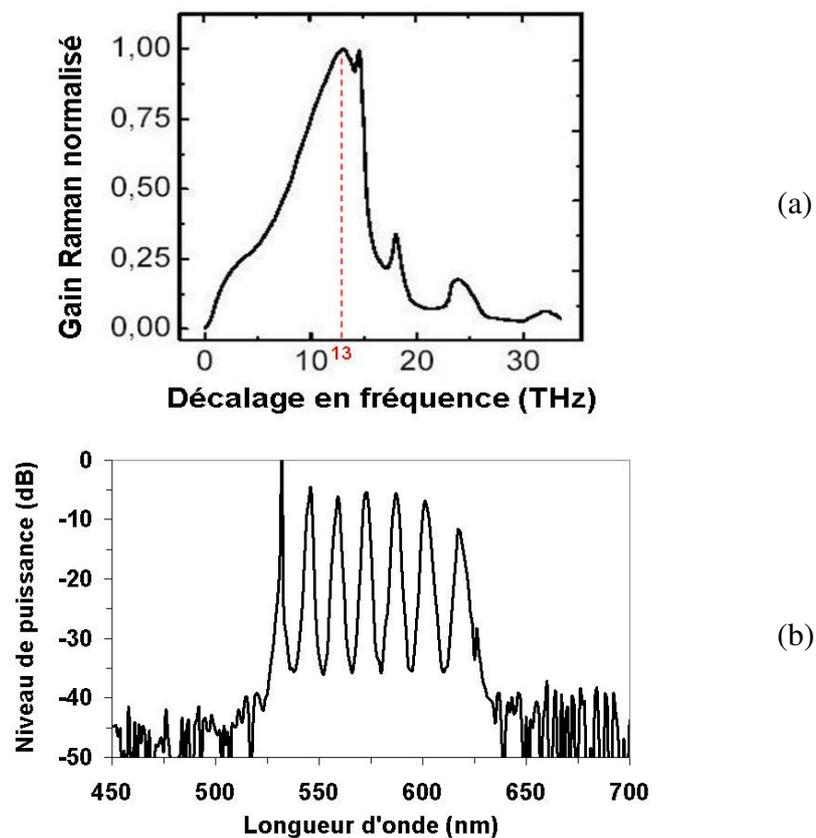


Figure I-17 : (a) Profil spectral du gain Raman dans la silice (d'après [117])

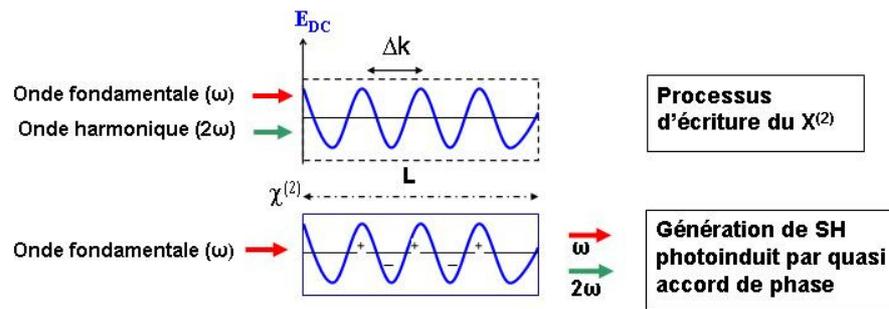
(b) Exemple de cascade Raman générée dans le domaine visible en pompant une FMAS à 532 nm (résultat expérimental)

I.3.8. Effet non linéaire d'ordre 2 : génération de second harmonique

Dans un matériau centrosymétrique comme la silice, la susceptibilité non linéaire d'ordre deux est nulle. Ainsi il est impossible d'obtenir une puissance paire du champ électrique dans le développement de la polarisation, ce qui interdit tout processus de génération de second harmonique, ou doublage de fréquence. Toutefois, en 1980, Fujii *et al.* [119] ont montré pour la première fois la possibilité d'obtenir un phénomène de somme de fréquence par mélange à

trois ondes (processus faisant intervenir $\chi^{(2)}$) dans une fibre optique. Plus tard, Österberg et Margulis [120] ont publié des travaux montrant un effet de génération de second harmonique dans des fibres dopées au germanium. Le doublage de fréquence est alors expliqué par une modification locale de la symétrie d'inversion de la silice par l'implantation d'ions et/ou d'impuretés. Il en résulte une biréfringence locale permettant la génération d'ondes harmoniques par somme de fréquence. Ce processus est surtout localisé à l'interface cœur/gaine dans les fibres dopées au germanium [75, 121]. Il est obtenu sans un accord de phase « global » entre les ondes fondamentale et harmonique et correspond à une somme incohérente de conversions localisées.

Dans les fibres dopées au germanium, ce processus de conversion localisée s'accompagne de l'inscription opto-optique d'un réseau, permettant la génération de second harmonique par quasi accord de phase [77]. Ce phénomène connu sous le nom de « poling » optique ou « seeding technic » est basé sur une modulation rapide de l'indice de réfraction du matériau par l'intermédiaire de la non linéarité d'ordre trois sous l'effet du battement des deux fréquences harmonique et fondamentale. Le principe de ce processus est montré schématiquement sur la Figure I-18. Il fait apparaître l'importance des déplacements de charges sous l'effet d'un champ statique dont l'expression de la polarisation est donnée Figure I-18 [77]. Le processus d'écriture du réseau périodique dépend de l'intensité et de l'absorption des deux ondes par le matériau avec une évolution progressive de l'efficacité de conversion en fonction du temps d'exposition. Un exemple d'évolution de la génération de second harmonique en fonction du temps de marquage est montré Figure I-19. Plusieurs études sur ce phénomène d'inscription ont été rapportées notamment dans les fibres optiques [74, 76, 77], les polymères [122] et différents types de verres [123-125].



$$P_{DC} = \frac{3}{4} \chi^{(2)}(0, \omega, \omega, -2\omega) \cdot E(\omega) \cdot E(\omega) \cdot E^*(2\omega) \cos(\Delta k z)$$

Figure I-18 : Représentation schématique de la technique de « poling » optique pour la génération de second harmonique ; première étape : inscription du réseau, deuxième étape : lecture du réseau par l'onde fondamentale

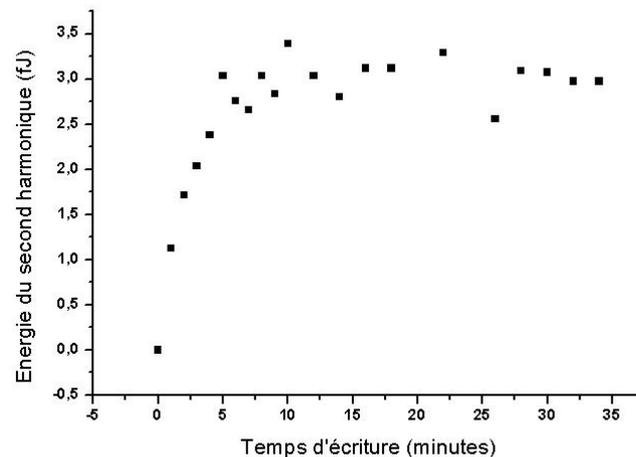


Figure I-19 : Exemple d'évolution de la génération de second harmonique en fonction du temps d'écriture

Il a également été observé que le réseau photo-induit ne perdurait pas dans le temps mais avait tendance à s'effacer progressivement lors du processus de lecture. Néanmoins, une valeur résiduelle non nulle du taux de génération subsiste au final et dépend des conditions d'inscription et de lecture du réseau (Figure I-20).

Nous reviendrons plus en détail dans le chapitre III sur le processus d'inscription d'un réseau permettant le quasi accord de phase par illumination optique.

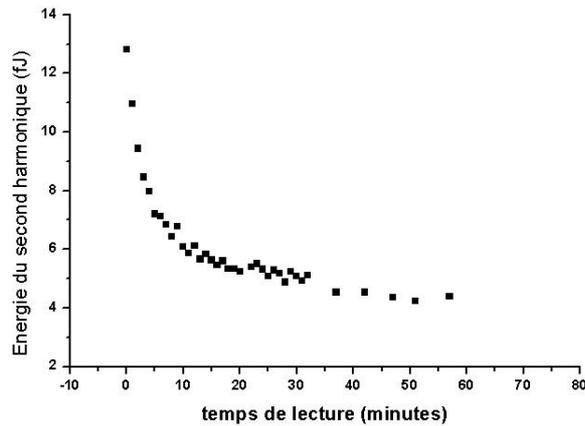


Figure I-20 : Exemple d'évolution de la génération de second harmonique en fonction du temps de lecture

I.3.9. Effets non linéaires dans les fibres - conclusion

Dans cette partie, nous avons présenté les principaux effets non linéaires contribuant à la génération de continua dans les fibres optiques. L'ensemble de ces effets est actuellement très bien connu et a fait l'objet de descriptions mathématiques rigoureuses.

Les effets d'automodulation de phase et de modulation de phase croisée interviennent systématiquement dans les fibres optiques et dépendent uniquement de l'intensité de l'onde incidente, du confinement du champ, de la longueur de propagation et de la valeur de l'indice non linéaire du matériau. Ces effets sont indépendants du régime de dispersion et se caractérisent par un élargissement spectral progressif à partir de l'onde source. Cependant les élargissements spectraux obtenus restent limités surtout dans le cas de l'automodulation de phase.

Contrairement aux deux effets précédemment cités, l'obtention d'un régime solitonique ne peut avoir lieu qu'en régime de dispersion anormal. Cet effet particulier s'accompagne dans les continua de phénomènes annexes de types : fission soliton, autodécalage soliton et génération d'ondes dispersives. L'ensemble des propagations solitoniques est présent dans tous les continua obtenus par pompage impulsif. Ces phénomènes contribuent de manière importante au changement du profil temporel et spectral de l'impulsion incidente. Les élargissements spectraux sont alors principalement obtenus vers les hautes longueurs d'onde.

Seul l'effet de génération d'ondes dispersives permet un réadressage d'une partie de l'énergie dans la région où la dispersion est de type normal, c'est-à-dire généralement dans la partie visible du spectre. L'éclatement spectral et temporel de l'impulsion source, sous l'influence de la dispersion et du gain Raman, conduit généralement à une perte de la cohérence temporelle pour le faisceau de sortie.

Les mélanges paramétriques sont généralement toujours présents dans la construction des spectres larges mais sont directement dépendants du régime de dispersion et des accords de phase potentiels. Au-delà des instabilités de modulation induisant un élargissement spectral près de la longueur d'onde de pompe, le mélange à quatre ondes dégénéré permet d'étendre le spectre très loin de la longueur d'onde initiale. Cette conversion fréquentielle induit, sous l'effet de la dispersion, des modifications importantes dans le profil temporel de l'impulsion source.

Parmi les effets de diffusion, seul l'effet Raman contribue de manière importante à l'élargissement spectral dans tous les régimes d'excitation. La conversion est obtenue principalement vers les hautes longueurs d'onde, à travers l'apparition d'une cascade de raies Stokes et induit de ce fait un spectre inhomogène. L'écart spectral séparant deux raies consécutives est d'environ 13 THz pour les fibres optiques en silice.

Enfin, la génération de second harmonique dans les fibres optiques reste assez anecdotique. Les transferts d'énergie actuellement obtenus sont trop faibles pour jouer un rôle significatif dans la génération de continuum. Toutefois, nous montrerons dans le chapitre III qu'après une étape d'inscription optique d'un réseau dans une fibre microstructurée dopée au germanium, la génération de second harmonique permet d'initier une conversion de fréquence sur plus de 250 THz dans la région du spectre visible.

I.4. Les sources de pompe utilisées

Les mécanismes à l'origine de l'élargissement spectral d'une onde quasi monochromatique sont d'ordre non linéaire, c'est-à-dire qu'ils sont fortement dépendants de la puissance du signal de départ. Dans ces conditions, les sources de pompe les plus utilisées

sont des lasers produisant des impulsions à très forte puissance crête (lasers femtoseconde, picoseconde, nanoseconde). Parmi ces sources, on peut distinguer deux grandes familles.

- **Sources à modes synchronisés**

La première famille correspond à la génération d'impulsions par la mise en phase des modes longitudinaux d'une cavité laser. Le faisceau de sortie est alors constitué d'impulsions brèves, voire très brèves, allant d'environ 100 ps à quelques dizaines de femtosecondes [1, 38]. Les fréquences de récurrence sont réciproques du temps d'aller-retour de la lumière dans la cavité et sont typiquement comprises entre quelques dizaines et quelques centaines de MHz. Les puissances crête obtenues sont alors comprises de quelques kilowatts à quelques dizaines de kilowatts. L'adjonction d'un système d'amplification permet d'augmenter de manière très importante la puissance crête et éventuellement de réduire la fréquence de répétition (amplificateur régénératif) [126]. Les lasers sont généralement assez complexes et très onéreux (entre 20 et 150 k€). Les premiers à avoir démontré un élargissement spectral (Alfano *et al.* en 1970 [1]) avaient utilisé un laser YAG dopé néodyme avec synchronisation des modes longitudinaux d'une cavité pompée par lampe flash.

- **Sources déclenchées**

La seconde famille correspond à des lasers de type déclenché. Ces lasers ont la particularité de produire des impulsions beaucoup plus longues (500 ps – 500 ns) que les sources à modes synchronisés et avec des fréquences de récurrence inférieures. Les puissances crête véhiculées peuvent alors être du même ordre de grandeur, c'est-à-dire de plusieurs dizaines de kilowatts. Bien évidemment, l'énergie par impulsion est nettement supérieure dans le cas des impulsions nanoseconde. Il est à noter que ces dernières possèdent un spectre beaucoup plus étroit et un profil temporel différent qui peut être très modulé à cause de l'absence de blocage de phase entre les modes longitudinaux de la cavité. L'excitation d'une fibre optique par ces impulsions est alors similaire à une excitation par un bruit possédant une forte puissance dans une fenêtre temporelle brève. De plus, la simulation numérique de l'évolution des continua à partir d'impulsions nanosecondes est très difficile à mettre en œuvre à cause du grand nombre d'échantillons nécessaire à la description du spectre et du profil temporel. Une autre différence entre les impulsions longues déclenchées et les impulsions à modes synchronisés concerne le seuil de destruction du matériau. En effet, pour

une puissance crête donnée, plus les impulsions sont longues, plus l'énergie transportée est importante, ce qui induit une baisse du seuil de destruction du matériau et donc une difficulté de couplage.

▪ *Sources à émission continue*

Au-delà des lasers impulsionnels à forte puissance crête, il est possible de réaliser un étalement spectral en régime de pompage continu [40, 41]. Dans ce cas, on compense le manque de puissance crête par une longueur de guide importante. Il est alors indispensable de propager la lumière sur plusieurs centaines de mètres tout en minimisant les pertes de propagation. Seules des démonstrations d'élargissements spectraux dans le domaine de l'infrarouge ont été reportées dans le cas du régime continu.

▪ *Longueurs d'onde d'émission*

Enfin, les longueurs d'onde d'émission des différentes sources précédemment citées sont principalement situées dans le proche infrarouge. Quatre types d'ions sont majoritairement utilisés : l'ion titane permettant de produire des impulsions autour de 800 nm avec une accordabilité sur plus de 200 nm, les ions néodyme et ytterbium avec des longueurs d'onde d'émission proches de 1 μm et l'ion erbium autour de 1,55 μm . Les lasers peuvent également être doublés et triplés en fréquence, ce qui permet une excitation dans le visible et le proche UV. Ces sources sont généralement disponibles dans le commerce avec des prix de plus en plus bas.

Ion	Ti	Nd	Yb	Er
Raie d'émission principale	830 nm	1064 nm	1030 nm	1550 nm
Après doublage	415 nm	532 nm	515 nm	775 nm
Après triplage	277 nm	355 nm	343 nm	516 nm

Tableau I-2 : Récapitulatif des longueurs d'onde d'émission des principaux ions utilisés dans les lasers

I.4.1. Régime femtoseconde

La génération de continua en régime femtoseconde a été très largement étudiée ces dernières années. Dans ce régime, il existe deux types de sources de pompe possibles : les lasers massifs tels que le titane saphir (Ti:Sa) et les lasers à fibre dopée Yb^{3+} ou Er^{3+} . La possibilité de réaliser des fibres optiques possédant un zéro de dispersion chromatique proche de la longueur d'onde d'émission de ces sources de pompe a été un des atouts majeurs pour l'obtention de spectres larges. De plus, en régime femtoseconde, la forte puissance crête des impulsions permet d'induire un fort élargissement spectral sur une courte longueur de fibre (quelques centimètres). Par ailleurs, les simulations numériques de la propagation d'impulsions femtoseconde sont très bien maîtrisées à ce jour, permettant une compréhension quasi complète du fonctionnement et ainsi une optimisation de l'élargissement suivant l'application visée. A partir de ces calculs numériques, il a été mis en évidence que la majorité des supercontinua en régime femtoseconde sont dus à des effets solitoniques parfois couplés à du mélange à quatre ondes.

Ranka [17] a été un pionnier dans le domaine de la génération de supercontinuum dans les FMAS en démontrant expérimentalement, en 2000, un élargissement spectral dans le domaine visible en régime femtoseconde. S'en sont suivies de nombreuses études expérimentales couplées à des simulations numériques pour comprendre les phénomènes non linéaires mis en jeu. L'une des premières études comparant expérience et simulation a été menée par Hermann [99], mais quelques discordances existaient entre les spectres obtenus par simulation et ceux mesurés. En ajoutant l'effet de diffusion Raman, Washburn [127], Genty [18] ou encore Dudley [91] ont obtenu un très bon accord entre expériences et simulations numériques.

D'une manière générale, en régime femtoseconde, la technique de pompage près du zéro de dispersion de la fibre conduit à des élargissements spectraux s'étendant environ de 500 à 1600 nm, les longueurs d'onde bleues/UV restant difficiles à atteindre. Néanmoins, la mise en évidence de la génération d'ondes dispersives aux courtes longueurs d'onde (Hilligsoe [128], Tartara [129]) a permis d'engendrer des spectres s'étalant jusqu'à la longueur d'onde de 400 nm. Par la suite, Genty [130, 131] a démontré la possibilité d'élargissement spectral dans le visible à partir de l'effet de modulation de phase croisée entre l'onde dispersive visible et les solitons infrarouges. Suivant le même principe, Schreiber [132] a obtenu un supercontinuum visible, mais en utilisant cette fois-ci une deuxième pompe remplaçant l'onde dispersive (système à double pompage).

Par ailleurs, les travaux ont également porté sur l'étude de la composition des verres utilisables pour la fabrication de fibres optiques, comme déjà mentionné au paragraphe I.2.2.2.4. Un spectre couvrant la bande 1200-1800 nm a par exemple été généré dans une fibre à base d'oxyde de bismuth [65]. L'utilisation de verre au plomb de type SF6 a également été publiée [68]. D'autre part, les propriétés de la fibre non linéaire peuvent être modifiées en exposant celle-ci à des radiations UV. Nicholson [133] a ainsi observé un décalage de la limite basse du supercontinuum infrarouge, généré dans une fibre silice, d'environ 150 nm.

Finalement, il faut souligner le fait que l'utilisation de lasers femtosecondes pour la génération de spectres larges pose un problème de coût, mais aussi d'encombrement dans le cas des lasers massifs. De plus, les durées d'impulsions étant faibles, les effets solitoniques mis en jeu lors de l'élargissement spectral entraînent un éclatement temporel de l'impulsion ainsi que la présence de fortes modulations dans le spectre. Cet éclatement temporel est incompatible avec certaines applications, comme la spectroscopie ultrarapide résolue en temps.

I.4.2. Régime picoseconde

Le compromis entre impulsions très brèves et impulsions longues, offert par les lasers picosecondes, est attractif pour la génération de supercontinuum dans les fibres optiques. En effet, ces lasers peuvent combiner forte puissance moyenne et énergie par impulsion modérée (en dessous du seuil de dommage du matériau), tout en limitant les effets de dispersion inhérents aux impulsions ultra brèves.

La première étude de génération de supercontinuum dans les fibres optiques en régime picoseconde a été rapportée par Baldeck en 1987 [14]. Par la suite, il faut attendre l'arrivée des fibres microstructurées pour constater un essor des travaux de recherche dans ce régime de fonctionnement. En 2001, Coen [19, 134] est le premier à montrer qu'en pompant une FMAS près de son zéro de dispersion en régime de dispersion normal, l'association des effets Raman et paramétriques permet d'obtenir un élargissement spectral s'étendant du visible au proche infrarouge. Avec des impulsions d'une dizaine de picosecondes en régime de dispersion anormal, Seefeldt [135] démontre ensuite l'obtention d'un continuum à forte puissance moyenne (~ 2,4 W). Il met aussi en évidence le rôle joué par la position du zéro de dispersion chromatique dans la largeur du spectre généré. Peu de temps après, Schreiber [112]

obtient une puissance moyenne de 5 W en sortie de fibre microstructurée sur l'ensemble de la bande spectrale. On peut noter que, dans le cas du pompage en régime de dispersion légèrement anormal, le mécanisme non linéaire d'élargissement spectral est similaire à celui observé pour des impulsions femtoseconde, avec prédominance d'effets solitoniques.

Dans la majorité des études, la limite basse du spectre se situe à une longueur d'onde proche de 500 nm. Pour repousser cette limite, une solution consisterait à utiliser une source de pompe émettant près d'un zéro de dispersion localisé vers les basses longueurs d'onde. Dans le même ordre d'idée, Travers [136] a exploité les caractéristiques différentes de deux FMAS soudées entre elles pour obtenir une extension du spectre vers les longueurs d'onde bleues à partir d'un pompage à 1064 nm. Le principe proposé est d'utiliser le supercontinuum généré dans la première FMAS ($\lambda_{z_{DW1}} = 1040 \text{ nm}$) pour pomper la seconde fibre, possédant un zéro de dispersion localisé plus bas ($\lambda_{z_{DW2}} = 780 \text{ nm}$) et ainsi d'obtenir des accords de phase supplémentaires pour l'effet de FWM. Le spectre généré s'étend alors de 350 à 1800 nm. Plus récemment, une autre technique, toujours basée sur l'influence de la position du zéro de dispersion, a été publiée par Kudlinski [137]. Cette technique consiste à réaliser, lors du tirage de la fibre, une transition adiabatique de grande longueur (plusieurs mètres), diminuant progressivement la taille du cœur et donc la position du zéro de dispersion chromatique. Un élargissement spectral couvrant la bande 375 à 1750 nm avec une densité spectrale de puissance de 2 mW/nm a pu être mesuré en régime picoseconde. La même technique d'utilisation d'une fibre à dispersion décroissante a également prouvé son efficacité avec des impulsions de pompe nanoseconde.

I.4.3. Régime nanoseconde

La génération de spectres larges à partir de lasers impulsions nanosecondes a fait l'objet de nombreuses études, notamment du fait de la compacité et du faible coût de ce type de lasers. De plus, le régime d'excitation nanoseconde est beaucoup moins sensible aux effets de dispersion et donc à la position du zéro de dispersion par rapport à la longueur d'onde de pompe. Dans ces conditions, il est possible d'utiliser des longueurs d'interaction non linéaire métriques, voire décamétriques, sans problème d'éclatement temporel des impulsions. Enfin, il faut souligner que les microlasers (ou lasers « microchip ») nanosecondes sont des systèmes

de pompage très intéressants, car ultra compacts et pouvant malgré cela fournir plusieurs dizaines de kilowatts crête.

A notre connaissance, la première démonstration de génération de supercontinuum dans une fibre optique a été effectuée par Lin et Stolen [13] en 1976 avec des impulsions de pompe nanoseconde. Bien plus récemment, l'association d'un microlaser doublé et d'une fibre microstructurée a conduit Provino [20, 138] à la réalisation d'une source large bande compacte et à faible puissance moyenne. En pompant la fibre microstructurée en régime de dispersion normal à 532 nm, Provino a obtenu un élargissement spectral de 450 à 800 nm par la combinaison des effets Raman et de FWM, la majorité du continuum étant générée sur le mode d'ordre supérieur LP_{11} . Champert [139] a quant à lui pompé une FMAS à 1064 nm, en utilisant un amplificateur à fibre dopée ytterbium, pour induire un élargissement du spectre vers les hautes longueurs d'onde sur plus de 400 nm. Le continuum se propageait alors sur le mode fondamental LP_{01} avec une puissance moyenne totale de 3,8 W. Champert [140] a également démontré, toujours en régime nanoseconde, un élargissement de 575 nm vers les hautes longueurs d'onde à partir d'une raie de pompe située à 770 nm. Par la suite, Town [141] est parvenu à générer un spectre large bande relativement symétrique, autour de la longueur d'onde de pompe, dans une fibre à structure très irrégulière. Cet élargissement spectral symétrique a été confirmé par Wadsworth [142] dans une étude sur l'influence de la position du zéro de dispersion de la fibre par rapport à la longueur d'onde de pompe. Cette étude montre notamment que, dans le cas d'une FMAS pompée en régime de dispersion légèrement anormal, le phénomène d'instabilité de modulation est à l'origine de la formation du supercontinuum, qui peut alors s'étendre de manière très homogène de 500 à 1750 nm.

Toutes les méthodes mentionnées ci-dessus présentent l'inconvénient d'induire un spectre ne couvrant pas les fréquences bleues et proche UV. Ainsi, pour atteindre les basses longueurs d'onde, de nouvelles techniques de génération en régime nanoseconde ont vu le jour, avec en particulier des systèmes basés sur la modification progressive de la taille du cœur de la fibre au cours de la propagation. En utilisant une fibre microstructurée à transition adiabatique sur quelques centimètres de longueur, Leon-Saval [143] a pu faire descendre le zéro de dispersion près de la longueur d'onde de pompe (532 nm) et a ainsi obtenu, sur le mode fondamental, un élargissement spectral de 400 à 800 nm. Selon un principe similaire de variation longitudinale de la taille du cœur de la fibre, deux études récentes de Kudlinski [137] et Xiong [144] ont montré la possibilité de générer un spectre de supercontinuum s'étendant du proche UV jusqu'à l'infrarouge à partir d'un pompage nanoseconde à 1064 nm.

Dans la quasi-totalité des travaux, les FMS utilisées sont dites « hautement non linéaires » du fait de leur faible diamètre de cœur, qui conduit à un fort confinement du champ lumineux. Genty [145] a toutefois démontré l'obtention d'un élargissement spectral dans l'infrarouge dans des fibres microstructurées à large cœur, dites LMA (pour « Large Mode Area »). Pour cela, une grande longueur de fibre (près de 100 m) a été utilisée afin de compenser le faible confinement du champ. Notons que les fibres LMA employées présentent l'intérêt de faciliter l'injection du faisceau laser de pompe dans le cœur, de diamètre 10 à 20 μm typiquement.

I.4.4. Régime continu

Des spectres larges peuvent finalement être engendrés au moyen de lasers continus ou quasi-continus, ayant une largeur de raie de l'ordre de quelques dizaines de picomètres. Les lasers quasi-continus fonctionnent sur un grand nombre de modes longitudinaux, conduisant à l'émission d'une multitude d'impulsions très proches dans le temps, qui peut s'apparenter à une émission continue. Ces lasers possèdent des puissances crêtes bien inférieures à celles des lasers impulsions déclenchés ou à modes synchronisés. Par conséquent, l'utilisation de ce type de source de pompe pour la génération de supercontinuum nécessite une grande longueur d'interaction afin de compenser la faible valeur de puissance crête injectée dans la fibre optique. Le point fort lié à l'emploi de ces systèmes continus et quasi-continus est la forte densité spectrale de puissance atteignable en sortie de fibre.

Généralement, les démonstrations de spectres larges en régime continu sont réalisées dans des fibres optiques conventionnelles à saut d'indice fortement non linéaires (HNLFF pour « Highly Non Linear Fiber ») et concernent le domaine infrarouge [40-42, 146, 147]. La pompe se situant aux alentours de 1550 nm, les élargissements couvrent une bande allant d'environ 1200 à 1900 nm. Le processus non linéaire initialement mis en jeu est l'effet d'instabilité de modulation, qui entraîne la modulation de l'enveloppe temporelle et la création d'impulsions ultra courtes. Ces impulsions subissent alors les effets solitoniques tels que le SSFS ou la génération d'ondes dispersives, conduisant à un élargissement spectral significatif. Ce mécanisme non linéaire a été mis en évidence à la fois expérimentalement et numériquement par Mussot [148]. Par la suite, d'autres études, exclusivement numériques, ont confirmé le processus de génération large bande [149, 150]. Récemment, Sylvestre [151]

a obtenu un spectre relativement homogène de 1200 à 2000 nm, par la mise en œuvre d'un système de bi-pompage et par l'association de différentes fibres optiques (fibre à dispersion décalée, HNLF, SMF). L'utilisation de fibres microstructurées avec des pompes continues est plus rare, à cause des pertes de propagation assez élevées de ce type de guide. La génération d'un continuum dans une FMAS en régime continu a tout de même pu être établie par Avdokhin [21], avec une largeur de bande de 400 nm et une densité spectrale de puissance de 12 mW/nm.

I.4.5. Sources de pompe - conclusion

Le choix d'une source de pompe est bien évidemment guidé par le type d'application que l'on souhaite développer. Il est alors nécessaire de prendre en compte les aspects spatiaux (qualité de faisceau), temporels (durée d'impulsion, nombre d'impulsions, fréquence de répétition) et spectraux (longueur d'onde d'émission, largeur de raie, nombre de modes longitudinaux), mais aussi l'encombrement et le coût de cette source. De plus, le type d'excitation (mono ou multi-longueur d'onde) est un paramètre important pouvant influencer fortement sur la forme du spectre large bande généré.

La génération de supercontinua en régime femtoseconde a fait l'objet de nombreuses études, par comparaison aux autres régimes de fonctionnement. Cet engouement a notamment été suscité par le fait de pouvoir utiliser des outils numériques permettant de retrouver les résultats expérimentaux et de comprendre précisément les phénomènes physiques mis en jeu. De plus, le fait de pouvoir positionner le zéro de dispersion du guide non linéaire de manière concordante avec la longueur d'onde de pompe fut un atout supplémentaire, autorisé par l'apparition des fibres microstructurées. Les études numériques et expérimentales ont alors pu montrer que les mécanismes non linéaires responsables des élargissements spectraux étaient majoritairement d'origine solitonique, ceci se traduisant par un éclatement temporel des impulsions et l'obtention de spectres large bande fortement modulés.

Face aux problèmes d'encombrement et de coût posés par l'utilisation des chaînes laser femtoseconde, l'alternative du laser « microchip » s'est révélée décisive. En effet, ce type de source ultra compacte peut délivrer des impulsions nanoseconde, voire sub-nanoseconde, avec une puissance crête suffisante pour engendrer un supercontinuum sur quelques mètres de propagation. Ainsi, la combinaison d'un microlaser et d'une FMAS constitue un système

simple et compact permettant de générer avec efficacité un spectre très homogène sur la bande 500-1750 nm. Par la suite, des techniques complémentaires ont été élaborées afin d'étendre le spectre vers les longueurs d'onde bleues : fibre à transition adiabatique (« taper »), système à double pompage, soudure de fibres différentes. Il faut tout de même préciser que les sources large bande à base de microlasers présentent l'inconvénient de fournir une puissance moyenne et une fréquence de répétition limitées (au mieux, quelques centaines de mW pour quelques dizaines de kHz). Le régime picoseconde, plus proche du régime femtoseconde dans le mécanisme non linéaire d'élargissement spectral, est alors une solution possible pour atteindre une forte densité spectrale de puissance en sortie de fibre (plusieurs mW/nm typiquement).

Enfin, l'utilisation de sources de pompe continues ou quasi-continues n'autorise à l'heure actuelle que la génération de supercontinua dans le domaine infrarouge. Ce type de laser nécessite en effet l'emploi d'une grande longueur d'interaction non linéaire pour compenser le manque de puissance crête, ce qui représente un handicap majeur vis-à-vis de l'utilisation de FMS hautement non linéaires, dont les pertes linéiques sont encore trop élevées. Toutefois, les systèmes continus ou quasi-continus permettent d'obtenir une forte densité spectrale de puissance dans la bande générée.

I.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons tenté de présenter les nombreuses techniques pouvant conduire à la génération de spectres large bande. Nous avons montré que ces techniques dépendent du choix des deux composants fondamentaux que sont la source de pompe et le milieu non linéaire, et qu'elles n'ont cessé d'évoluer au cours du temps, depuis la première démonstration d'Alfano et Shapiro dans un bloc de verre en 1970. Cette évolution a suivi naturellement celle des lasers et des milieux d'interaction. La progression dans la compréhension des phénomènes physiques, mis en jeu dans l'élargissement spectral, dépend du couple laser/milieu choisi.

Les premières études ont concerné les milieux non guidant (solides, liquides, gaz) dans lesquels on ne pouvait maîtriser la dispersion. A cause du non confinement du champ et des distances de propagation limitées, il était nécessaire d'utiliser des lasers de très forte

puissance pouvant dans certaines conditions endommager le matériau. De plus, la mise en jeu combinée d'effets spectraux et spatiaux compliquait fortement la compréhension du mécanisme non linéaire responsable de l'élargissement spectral. Par la suite, l'utilisation de la fibre optique, autorisant un confinement du champ sur de grandes longueurs, a permis d'employer des sources de pompe moins puissantes et de s'affranchir des problèmes d'effets spatiaux. Un regain d'intérêt pour la génération de spectres larges est finalement né avec l'apparition des fibres microstructurées air-silice, dont la structure transversale a rendu désormais possible le contrôle simultané de la dispersion chromatique et de la non linéarité du guide. Ces FMAS se sont révélées particulièrement efficaces pour la génération de supercontinuum dans le domaine visible. Notons que les guides d'ondes sur support massif ont également fait l'objet d'études d'élargissement spectral mais sembleraient, à notre connaissance, peu attractifs de par leur faible longueur. Enfin, la réalisation de fibres optiques à partir de nouveaux matériaux fortement non linéaires représente une solution intéressante mais donne lieu, à l'heure actuelle, à la génération de supercontinua uniquement dans le domaine infrarouge.

Les effets non linéaires conduisant à l'obtention de spectres large bande dans les fibres optiques de silice, essentiellement d'ordre trois, sont l'automodulation de phase, la modulation de phase croisée et le mélange à quatre ondes, auxquels il faut ajouter la diffusion Raman stimulée. De nombreuses études ont par ailleurs démontré le rôle fondamental joué par l'instabilité de modulation et les mécanismes solitoniques. Tous ces phénomènes non linéaires agissent de manière distribuée au cours de la propagation dans la fibre, avec prédominance de certains effets sur d'autres en fonction des conditions de dispersion dans lesquelles se propage la pompe et du régime temporel du laser utilisé. Nous avons souligné l'importance du choix de ce régime temporel d'excitation au paragraphe I.4, dans lequel les spécificités de la propagation non linéaire ont été présentées dans chaque cas, des impulsions ultra brèves à l'excitation continue. En particulier, chaque régime temporel ne nécessite pas la même longueur d'interaction et ne donne pas accès à la même gamme de puissance moyenne et de taux de répétition. Parmi toutes les solutions techniques possibles pour réaliser une source blanche, l'utilisation d'un laser de pompe picoseconde ou nanoseconde puissant, combiné à une FMAS, permet de générer un spectre très homogène du visible au proche infrarouge, à condition de pomper la fibre en régime de dispersion légèrement anormal. A l'heure actuelle, cette technique est exploitée dans des systèmes commerciaux, disponibles selon différents niveaux de puissance moyenne en sortie (et par conséquent différents degrés de compacité).

Ces dernières années, un effort de recherche particulier a été dédié à l'étude des solutions permettant d'étendre le spectre de supercontinuum aux longueurs d'onde bleues et proche UV. En effet, cette gamme de fréquences présente un fort intérêt pour le domaine d'application biomédical, car elle donne accès à l'excitation de certains marqueurs fluorescents, potentiellement très attractifs pour la caractérisation optique de cellules biologiques. Nous avons précédemment exposé quelques techniques récentes permettant de résoudre ce problème de génération de fréquences bleues/UV. Dans le chapitre suivant, nous décrivons et étudions en détail la solution proposée au laboratoire, basée sur l'excitation à deux longueurs d'onde d'une fibre microstructurée air-silice. Dans un dernier chapitre, nous proposons d'autres alternatives pour couvrir la bande spectrale visible, et nous montrons en particulier la possibilité de combiner des processus non linéaires de second et troisième ordre.

Bibliographie

- [1] **Alfano *et al.***, "Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass", *Phys. Rev. Lett.*, **24**, p. 548 (1970)
- [2] **Alfano *et al.***, "Electronic mechanism for production of self-phase modulation", *Phys. Rev. A*, **6**, p. 433 (1972)
- [3] **Brodeur *et al.***, "Band-gap dependence of the ultrafast white-light continuum", *Phys. Rev. Lett.*, **80**, p. 4406 (1998)
- [4] **Fork *et al.***, "Femtosecond white-light continuum pulses", *Opt. Lett.*, **8**, p. 1 (1983)
- [5] **Il'ichev *et al.***, "Superbroadening of the spectrum of ultrashort pulses in liquids and glasses", *ZhETF Pis. Red.*, **15**, p. 191 (1972)
- [6] **Smith *et al.***, "Superbroadening in H₂O and D₂O by self-focused picosecond pulses from a YAlG:Nd laser", *Phys. Rev. A*, **15**, p. 2396 (1977)
- [7] **Werncke *et al.***, "An anomalous frequency broadening in water", *Opt. Comm.*, **4**, p. 413 (1972)
- [8] **Corkum *et al.***, "Supercontinuum generation in gases", *Phys. Rev. Lett.*, **57**, p. 2268 (1986)
- [9] **François *et al.***, "Experimental study of the supercontinuum spectral width evolution in CO₂ gas", *Opt. Comm.*, **99**, p. 241 (1992)
- [10] **Glownia *et al.***, "Ultrafast ultraviolet pump-probe apparatus", *JOSA B*, **3**, p. 1573 (1986)
- [11] **Gosnell *et al.***, "Supercontinuum generation at 248 nm using high-pressure gas", *Opt. Lett.*, **15**, p. 130 (1990)
- [12] **Ilkov *et al.***, "Supercontinuum generation in a CO₂ gas in the presence of ionization", *SPIE*, **2041**, p. 127 (1993)
- [13] **Lin *et al.***, "New nanosecond continuum for excited-state spectroscopy", *Appl. Phys. Lett.*, **28**, p. 216 (1976)
- [14] **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)
- [15] **Ilev *et al.***, "Highly efficient wideband continuum generation in a single-mode optical fiber by powerful broadband laser pumping", *Appl. Opt.*, **35**, p. 2548 (1996)

- [16] **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.*, **28**, p. 1820 (2003)
- [17] **Ranka *et al.***, "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm", *Opt. Lett.*, **25**, p. 25 (2000)
- [18] **Genty *et al.***, "Spectral broadening of femtosecond pulses into continuum radiation in microstructured fibers", *Opt. Expr.*, **10**, p. 1083 (2002)
- [19] **Coen *et al.***, "White-light supercontinuum generation with 60-ps pump pulses in a photonic crystal fiber", *Opt. Lett.*, **26**, p. 1356 (2001)
- [20] **Dudley *et al.***, "Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping", *JOSA B*, **19**, p. 765 (2002)
- [21] **Avdokhin *et al.***, "Continuous-wave, high-power, Raman continuum generation in holey fibers", *Opt. Lett.*, **28**, p. 1353 (2003)
- [22] **Alfano *et al.***, "Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses", *Phys. Rev. Lett.*, **24**, p. 592 (1970)
- [23] **Yu *et al.***, "Spectral broadening of picosecond 1.06 μ pulse in KBr", *Opt. Comm.*, **14**, p. 344 (1975)
- [24] **Corkum *et al.***, "Generation of infrared supercontinuum covering 3-14 μ m in dielectrics and semiconductors", *Opt. Lett.*, **10**, p. 624 (1985)
- [25] **Saliminia *et al.***, "Ultra-broad and coherent white light generation in silica glass by focused femtosecond pulses at 1.5 μ m", *Opt. Expr.*, **13**, p. 5731 (2005)
- [26] **Gatea *et al.***, "Catastrophic collapse of ultrashort pulses", *Phys. Rev. Lett.*, **84**, p. 3582 (2000)
- [27] **Brodeur *et al.***, "Ultrafast white-light continuum generation and self-focusing in transparent condensed media", *JOSA B*, **16**, p. 637 (1999)
- [28] **Chin *et al.***, "Filamentation and supercontinuum generation during the propagation of powerful ultrashort laser pulses in optical media (white light laser)", *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.*, **8**, p. 121 (1999)
- [29] **Shimizu**, "Frequency broadening in liquids by a short light pulse", *Phys. Rev. Lett.*, **19**, p. 1097 (1967)
- [30] **Kobayashi**, "Broadband picosecond light generation in phosphoric acid by a mode-locked laser", *Opt. Comm.*, **28**, p. 147 (1979)
- [31] **Nakashima *et al.***, "Picosecond flash photolysis and transient spectral measurements over the entire visible, near ultraviolet and near infrared regions", *Chem. Phys. Lett.*, **38**, p. 487 (1975)

- [32] **Boyrax *et al.***, "Self-phase modulation induced spectral broadening in silicon waveguides", *Opt. Expr.*, **12**, p. 829 (2004)
- [33] **Spälter *et al.***, "Strong self-phase modulation in planar chalcogenide glass waveguides", *Opt. Lett.*, **27**, p. 363 (2002)
- [34] **Fedotova *et al.***, "Supercontinuum generation in planar rib waveguides enabled by anomalous dispersion", *Opt. Expr.*, **14**, p. 1512 (2006)
- [35] **Yin *et al.***, "Fission and supercontinuum generation in silicon waveguides", *Opt. Lett.*, **32**, p. 391 (2007)
- [36] **Slusher *et al.***, "Large Raman gain and nonlinear phase shifts in high-purity As₂Se₃ chalcogenide fibers", *JOSA B*, **21**, p. 1146 (2004)
- [37] **Morioka *et al.***, "Nearly penalty-free, <4ps supercontinuum Gbit/s pulse generation over 1535-1560 nm", *Electron. Lett.*, **30**, p. 790 (1994)
- [38] **Birks *et al.***, "Supercontinuum generation in tapered fibers", *Opt. Lett.*, **25**, p. 1415 (2000)
- [39] **Lu *et al.***, "Generation of a broadband continuum with high spectral coherence in tapered single-mode optical fibers", *Opt. Expr.*, **12**, p. 347 (2003)
- [40] **Abeeluck *et al.***, "High-power supercontinuum generation in highly, dispersion-shifted fibers by use of a continuous-wave Raman fiber laser", *Opt. Lett.*, **29**, p. 2163 (2004)
- [41] **Abeeluck *et al.***, "Continuous-wave pumping in the anomalous- and normal-dispersion regimes of nonlinear fibers for supercontinuum generation", *Opt. Lett.*, **30**, p. 61 (2005)
- [42] **Champert *et al.***, "1.5–2.0- μ m multiwatt continuum generation in dispersion-shifted fiber by use of high-power continuous-wave fiber source", *IEEE Photon. Techn. Lett.*, **16**, p. 2445 (2004)
- [43] **Knight *et al.***, "All silica single mode optical fiber with photonic crystal cladding", *Opt. Lett.*, **21**, p. 1547 (1996)
- [44] **Russel *et al.***, "Holey new fibres", *OFC Anaheim, TuL1*, p. (2001)
- [45] **Birks *et al.***, "Endlessly single-mode photonic crystal fiber", *Opt. Lett.*, **22**, p. 961 (1997)
- [46] **Mortensen**, "Effective area of photonic crystal fibers", *Opt. Expr.*, **10**, p. 341 (2002)
- [47] **Kuhlmey *et al.***, "Modal cutoff in microstructured optical fibers", *Opt. Lett.*, **27**, p. 1684 (2002)
- [48] **Mogilevtsev *et al.***, "Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers", *Opt. Lett.*, **23**, p. 1662 (1998)

- [49] **Falk *et al.***, "Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero-dispersion wavelengths tapered to normal dispersion at all wavelengths", *Opt. Expr.*, **13**, p. 7535 (2005)
- [50] **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.*, **13**, p. 6181 (2005)
- [51] **Hilligsoe *et al.***, "Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero dispersion wavelengths", *Opt. Expr.*, **12**, p. 1045 (2004)
- [52] **Kunimasa *et al.***, "Ultra-flattened chromatic dispersion controllability using a defected-core photonic crystal fiber with low confinement losses", *Opt. Expr.*, **13**, p. 8365 (2005)
- [53] **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.*, **13**, p. 6039 (2005)
- [54] **Ferrando *et al.***, "Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers", *Opt. Lett.*, **25**, p. 790 (2000)
- [55] **Reichenbach *et al.***, "The effects of randomly occurring nonuniformities on propagation in photoniccrystal fibers", *Opt. Expr.*, **13**, p. 2799 (2005)
- [56] **Hwang *et al.***, "Birefringence induced by irregular structure in photonic crystal fiber", *Opt. Expr.*, **11**, p. 2799 (2003)
- [57] **Hansen *et al.***, "Highly birefringent index-guiding photonic crystal fibers", *IEEE Photon. Tech. Lett.*, **13**, p. 588 (2000)
- [58] **Ortigosa-Blanch *et al.***, "Highly birefringent photonic crystal fiber", *Opt. Lett.*, **25**, p. 1325 (2000)
- [59] **Agrawal**, "Nonlinear fiber optics", Academic press, **Third edition**, (2001)
- [60] **Lehtonen *et al.***, "Supercontinuum generation in a highly birefringent microstructure fiber", *Appl. Phys. Lett.*, **82**, p. 2197 (2003)
- [61] **Mitrofanov *et al.***, "Highly birefringent silicate glass photonic-crystal fiber with polarization-controlled frequency-shifted output: A promising fiber light source for nonlinear Raman microspectroscopy", *Opt. Expr.*, **14**, p. 10645 (2006)
- [62] **Ferrarini *et al.***, "Leakage properties of photonic crystal fibers", *Opt. Expr.*, **10**, p. 1314 (2002)
- [63] **Olszewski *et al.***, "Effect of coupling between fundamental and cladding modes on bending losses in photonic crystal fibers", *Opt. Expr.*, **13**, p. 6015 (2005)
- [64] **Kumar *et al.***, "Tellurite photonic crystal fiber", *Opt. Expr.*, **11**, p. 2641 (2003)

- [65] **Gopinath *et al.***, "Highly nonlinear bismuth-oxide fiber for smooth supercontinuum generation at 1.5 μm ", *Opt. Expr.*, **12**, p. 5697 (2004)
- [66] **Brilland *et al.***, "Fabrication of complex structures of Holey Fibers in Chalcogenide glass", *Opt. Expr.*, **14**, p. 1280 (2006)
- [67] **Moeser *et al.***, "Initial dynamics of supercontinuum generation in highly nonlinear photonic crystal fiber", *Opt. Lett.*, **32**, p. 952 (2007)
- [68] **Hundertmark *et al.***, "Supercontinuum generation with 200 pJ laser pulses in an extruded SF6 fiber at 1560 nm", *Opt. Expr.*, **11**, p. 3196 (2003)
- [69] **Domachuk *et al.***, "IR Supercontinuum in Compact Tellurite PCFs", *CLEO Baltimore, CWO6*, (2007)
- [70] **Houizot *et al.***, "Selenide glass single mode optical fiber for nonlinear optics", *Opt. Mat.*, **29**, p. 651 (2007)
- [71] **Wolchover *et al.***, "High Nonlinearity Glass Photonic Crystal Nanowires", *CLEO Baltimore, CThH4*, (2007)
- [72] **Abedin**, "Stimulated Brillouin scattering in single-mode tellurite glass fiber", *Opt. Expr.*, **14**, p. 11766 (2006)
- [73] **Price *et al.***, "Non-silica microstructured optical fibers for mid-IR supercontinuum generation from 2 μm - 5 μm ", *Proc. SPIE, Fiber Lasers III: Technology, Systems, and Applications - San Jose, USA*, **6102**, p. 61020A.1 (2006)
- [74] **Dianov *et al.***, "Photoinduced second-harmonic generation in fibers doped with rare-earth ions", *Opt. Lett.*, **19**, p. 439 (1994)
- [75] **Osterberg *et al.***, "Experimental studies on efficient frequency doubling in glass optical fibers", *Opt. Lett.*, **12**, p. 57 (1987)
- [76] **Saifi *et al.***, "Second-harmonic generation in single-mode and multimode fibers", *Opt. Lett.*, **13**, p. 773 (1988)
- [77] **Stolen *et al.***, "Self-organized phase-matched harmonic generation in optical fibers", *Opt. Lett.*, **12**, p. 585 (1987)
- [78] **Stolen *et al.***, "Self-phase modulation in silica optical fibers", *Phys. Rev. A*, **17**, p. 1448 (1978)
- [79] **Grischkowsky *et al.***, "Observation of self-steepening of optical pulses with possible shock formation", *Phys. Rev. Lett.*, **31**, p. 422 (1973)
- [80] **Alfano**, "The supercontinuum laser source", Springer, **Second edition**, (2005)
- [81] **DeMartini *et al.***, "Self-Steepening of Light Pulses", *Phys. Rev.*, **164**, p. 312 (1967)

- [82] **Trippenbach *et al.***, "Effects of self-steepening and self-frequency shifting on short-pulse splitting in dispersive nonlinear media", *Phys. Rev. A*, **57**, p. 4791 (1998)
- [83] **Hasegawa *et al.***, "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion", *Appl. Phys. Lett.*, **23**, p. 142 (1973)
- [84] **Kodama *et al.***, "Nonlinear pulse propagation in a monomode dielectric guide", *IEEE Journ. of Qant. Electr.*, **23**, p. 510 (1987)
- [85] **Kodama *et al.***, "Theoretical foundation of optical-soliton concept in fibers", *Prog. Optics*, **30**, p. 205 (1992)
- [86] **Lucek *et al.***, "Soliton self-frequency shift in telecommunications fiber", *Phys. Rev. A*, **45**, p. 6666 (1992)
- [87] **Beaud *et al.***, "Ultrashort pulse propagation, pulse breakup, and fundamental soliton formation in a single-mode optical fiber", *IEEE Journ. of Qant. Electr.*, **23**, p. 1938 (1987)
- [88] **Golovchenko *et al.***, "Decay of optical solitons", *JETP Lett*, **42**, p. 87 (1985)
- [89] **Tai *et al.***, "Fission of optical solitons induced by stimulated Raman effect", *Opt. Lett.*, **13**, p. 392 (1988)
- [90] **Wai *et al.***, "Nonlinear pulse propagation in the neighborhood of the zero-dispersion wavelength of monomode optical fibers", *Opt. Lett.*, **11**, p. 464 (1986)
- [91] **Dudley *et al.***, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber", *Rev. Mod. Phys.*, **78**, p. 1135 (2006)
- [92] **Gordon**, "Theory of the soliton self-frequency shift", *Opt. Lett.*, **11**, p. 662 (1986)
- [93] **Mitschke *et al.***, "Discovery of the soliton self-frequency shift", *Opt. Lett.*, **11**, p. 659 (1986)
- [94] **Genty *et al.***, "Enhanced bandwidth of supercontinuum generated in microstructured fibers", *Opt. Expr.*, **12**, p. 3471 (2004)
- [95] **Skryabin *et al.***, "Soliton self-frequency shift cancellation in photonics fibers", *Science*, **301**, p. 1705 (2003)
- [96] **Akhmediev *et al.***, "Cherenkov radiation emitted by solitons in optical fibers ", *Phys. Rev. A*, **51**, p. 2602 (1995)
- [97] **Klauder *et al.***, "Pulse propagation in optical fibers near the zero dispersion point ", *Phys. Rev. E*, **47**, p. 3844 (1993)
- [98] **Wai *et al.***, "Radiations by "solitons" at the zero group-dispersion wavelength of single-mode optical fibers", *Phys. Rev. A*, **41**, p. 426 (1990)

- [99] **Herrmann *et al.***, "Experimental evidence for supercontinuum generation by fission of higher-order solitons in photonic fibers", *Phys. Rev. Lett.*, **88**, p. 173901 (2002)
- [100] **Stolen *et al.***, "Phase-matched three-wave mixing in silica fiber optical waveguides", *Appl. Phys. Lett.*, **24**, p. 308 (1974)
- [101] **Whitham**, "Non-linear dispersion of water waves", *J. Fluid Mech.*, **27**, p. 399 (1967)
- [102] **Tai *et al.***, "Observation of modulational instability in optical fibers", *Phys. Rev. Lett.*, **56**, p. 135 (1986)
- [103] **Hasegawa *et al.***, "Tunable coherent IR and FIR sources utilizing modulational instability", *IEEE Journ. of Qant. Electr.*, **16**, p. 694 (1980)
- [104] **Rothenberg**, "Modulational instability for normal dispersion", *Phys. Rev. A*, **42**, p. 682 (1990)
- [105] **Trillo *et al.***, "Ultrashort pulse train generation through induced modulational polarization instability in a birefringent Kerr-like medium", *JOSA B*, **6**, p. 238 (1989)
- [106] **Millot *et al.***, "Observation of modulational instability induced by velocity-matched cross-phase modulation in a normally dispersive bimodal fiber", *Opt. Lett.*, **22**, p. 1686 (1997)
- [107] **Pitois *et al.***, "Experimental observation of a new modulational instability spectral window induced by fourth-order dispersion in a normally dispersive single-mode optical fiber", *Opt. Comm.*, **226**, p. 415 (2003)
- [108] **Barrau**, "Astrophysique gamma de tres haute energie : etude du noyau actif de galaxie Mrk 501 et implications cosmologiques", Université Joseph-Fourier - Grenoble I, **Doctorat**, (1998)
- [109] **Chikuma *et al.***, "Characteristic of optical second-harmonic generation due to Cerenkov-radiation-type phase matching", *JOSA B*, **7**, p. 768 (1990)
- [110] **Chikuma *et al.***, "Theory of optical second-harmonic generation in crystal-cored fibers based on phase matching of Cerenkov-type radiation", *JOSA B*, **9**, p. 1083 (1992)
- [111] **Krijnen *et al.***, "Cerenkov second-harmonic generation in strong conversion limit : new effects", *Opt. Lett.*, **21**, p. 851 (1996)
- [112] **Schreiber *et al.***, "High average power supercontinuum generation in photonic crystal fibers", *Opt. Comm.*, **228**, p. 71 (2003)
- [113] **Gabriagues *et al.***, "Third-harmonic and three-wave sum-frequency light generation in an elliptical-core optical fiber", *Opt. Lett.*, **8**, p. 183 (1983)
- [114] **Thogersen *et al.***, "Third harmonic generation in standard and erbium-doped fibers", *Opt. Comm.*, **110**, p. 435 (1994)

- [115] **Ippen *et al.***, "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers", *Appl. Phys. Lett.*, **21**, p. 539 (1972)
- [116] **Stolen *et al.***, "Raman oscillation in glass optical waveguide", *Appl. Phys. Lett.*, **20**, p. 62 (1972)
- [117] **Stolen *et al.***, "Raman response function of silica-core fibers", *JOSA B*, **6**, p. 1159 (1989)
- [118] **Smith**, "Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering", *Appl. Opt.*, **11**, p. 2489 (1972)
- [119] **Fujii *et al.***, "Sum-frequency light generation in optical fibers", *Opt. Lett.*, **5**, p. 48 (1980)
- [120] **Osterberg *et al.***, "Dye laser pumped by Nd:YAG laser pulses frequency doubled in a glass optical fiber", *Opt. Lett.*, **11**, p. 516 (1986)
- [121] **Osterberg *et al.***, "Modal evolution of induced second-harmonic light in an optical fiber", *Opt. Lett.*, **16**, p. 132 (1991)
- [122] **Fiorini *et al.***, "Quasi-permanent all-optical encoding of noncentrosymmetry in azo-dye polymers", *JOSA B*, **14**, p. 1984 (1997)
- [123] **Nageno *et al.***, "Compositional dependence of optically encoded second-harmonic generation in pure binary lead-silicate and ternary barium borosilicate glasses", *Opt. Lett.*, **20**, p. 2180 (1995)
- [124] **Si *et al.***, "Optically encoded second-harmonic generation in germanosilicate glass by a femtosecond laser", *Opt. Lett.*, **24**, p. 911 (1999)
- [125] **Lopez-Lago *et al.***, "Inscription toute optique d'une non linéarité d'ordre II dans un verre chalcogénure", *J. Phys. IV France*, **12**, p. 213 (2002)
- [126] **Cook *et al.***, "White-light supercontinuum interference of self-focused filaments in water", *Appl. Phys. Lett.*, **83**, p. 3861 (2003)
- [127] **Washburn *et al.***, "Ultrashort pulse propagation in air-silica microstructure fiber", *Opt. Expr.*, **10**, p. 575 (2002)
- [128] **Hilligsoe *et al.***, "Initial steps of supercontinuum generation in photonic crystal fibers", *JOSA B*, **20**, p. 1887 (2003)
- [129] **Tartara *et al.***, "Blue light and infrared continuum generation by soliton fission in a microstructure fiber", *Appl. Phys. B*, **77**, p. 307 (2003)
- [130] **Genty *et al.***, "Effect of cross-phase modulation on supercontinuum generated in microstructured fibers with sub-30 fs pulses", *Opt. Expr.*, **12**, p. 4614 (2004)

- [131] **Genty *et al.***, "Route to broadband blue-light generation in microstructured fibers", *Opt. Lett.*, **30**, p. 756 (2005)
- [132] **Schreiber *et al.***, "Supercontinuum generation by femtosecond single and dual wavelength pumping in photonic crystal fibers with two zero dispersion wavelengths", *Opt. Expr.*, **13**, p. 9556 (2005)
- [133] **Nicholson *et al.***, "Supercontinuum generation in ultraviolet-irradiated fibers", *Opt. Lett.*, **29**, p. 2363 (2004)
- [134] **Coen *et al.***, "Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers", *JOSA B*, **19**, p. 753 (2002)
- [135] **Seefeldt *et al.***, "Compact white-light source with an average output power of 2.4 W and 900 nm spectral bandwidth", *Opt. Comm.*, **216**, p. 199 (2003)
- [136] **Travers *et al.***, "Extended blue supercontinuum generation in cascaded holey fibers", *Opt. Lett.*, **30**, p. 3132 (2005)
- [137] **Kudlinski *et al.***, "Zero-dispersion wavelength decreasing photonic crystal fibers for ultraviolet-extended supercontinuum generation", *Opt. Expr.*, **14**, p. 5715 (2006)
- [138] **Provino *et al.***, "Compact broadband continuum source based on microchip laser pumped microstructure fibre", *Electron. Lett.*, **37**, p. 558 (2001)
- [139] **Champert *et al.***, "Multiwatt average power continua generation in holey fibers pumped by kilowatt peak power seeded ytterbium fiber amplifier", *Appl. Phys. Lett.*, **81**, p. 2157 (2002)
- [140] **Champert *et al.***, "Generation of multiwatt, broadband continua in holey fibers", *Opt. Lett.*, **27**, p. 122 (2002)
- [141] **Town *et al.***, "Optical supercontinuum generation from nanosecond pump pulses in an irregularly microstructured air-silica optical fiber", *Appl. Phys. B*, **77**, p. 235 (2003)
- [142] **Wadsworth *et al.***, "Supercontinuum and four-wave mixing with Q-switched pulses in endlessly single-mode photonic crystal fibers", *Opt. Expr.*, **12**, p. 299 (2004)
- [143] **Leon-Saval *et al.***, "Supercontinuum generation in submicron fibre waveguides", *Opt. Expr.*, **12**, p. 2864 (2004)
- [144] **Xiong *et al.***, "Enhanced visible continuum generation from a microchip 1064 nm laser", *Opt. Expr.*, **14**, p. 6188 (2006)
- [145] **Genty *et al.***, "Supercontinuum generation in a large mode-area microstructured fibers", *Opt. Expr.*, **13**, p. 8625 (2006)
- [146] **Gonzales-Herraez *et al.***, "Supercontinuum generation using a continuous-wave Raman fiber laser", *Opt. Comm.*, **226**, p. 323 (2003)

- [147] **Nicholson *et al.***, "Pulsed and continuous-wave supercontinuum generation in highly nonlinear, dispersion-shifted fibers", *Appl.Phys. B*, **77**, p. 211 (2003)
- [148] **Mussot *et al.***, "Spectral broadening of a partially coherent CW laser beam in single-mode optical fibers", *Opt. Expr.*, **12**, p. 2838 (2004)
- [149] **Kobtsev *et al.***, "Modelling of high-power supercontinuum generation in highly nonlinear, dispersion shifted fibers at CW pump", *Opt. Expr.*, **13**, p. 6912 (2005)
- [150] **Kutz *et al.***, "Enhanced supercontinuum generation through dispersion-management", *Opt. Expr.*, **13**, p. 3989 (2005)
- [151] **Sylvestre *et al.***, "Supercontinuum generation using continuous-wave multiwavelength pumping and dispersion management", *Opt. Lett.*, **31**, p. 2036 (2006)



- CHAPITRE II -
SYSTEME DE DOUBLE POMPAGE
POUR LA GENERATION DE
SPECTRES VISIBLES



II.1. Introduction

La génération d'un spectre large bande est la résultante de la propagation d'une impulsion de forte puissance crête dans un milieu non linéaire. Sous l'effet de phénomènes non linéaires complexes, il est possible d'obtenir des conversions fréquentielles qui peuplent progressivement un domaine spectral important voire très important. Néanmoins, l'instauration de ces effets, sensibles à l'éclairement lumineux, est obtenue de manières différentes suivant les conditions de propagations (à savoir, le régime de dispersion, la cohérence de la pompe, le régime d'excitation temporel, le milieu non linéaire, etc). Depuis l'arrivée des fibres optiques microstructurées, l'un des systèmes les plus étudié, consiste à exciter la fibre optique près de la longueur d'onde de zéro de dispersion en utilisant des impulsions femtosecondes. Dans ce cas, il est possible de préserver la largeur de l'impulsion source et de bénéficier notamment de la mise en place de mélanges paramétriques. Le peuplement du spectre est alors réalisé de manière plus ou moins symétrique autour du point d'annulation de la dispersion. A cause des longueurs d'onde des sources lasers actuellement disponibles et de la position de la longueur d'onde de dispersion nulle (généralement décalée entre 600 et 1300 nm) il est assez difficile d'obtenir la création de spectres dans le bleu et la région de l'UV. De plus, un pompage en régime de dispersion largement normal ou anormal ne permet pas d'améliorer le taux de conversion vers les longueurs d'onde plus basses que celle de l'onde de pompe. Ceci est clairement dû à l'effet de diffusion Raman qui privilégie la formation du spectre vers les hautes longueurs d'onde par un effet de cascade en régime de dispersion normal et par un effet d'autodécalage en fréquence des solitons en régime anormal. Aux vues de ces résultats, nous avons souhaité étudier un nouveau système de génération de spectre dans la région du visible en utilisant une double excitation cohérente. Chaque longueur d'onde est alors positionnée loin du zéro de dispersion chromatique en régime normal et anormal. Il est à noter que des systèmes utilisant deux pompes à différentes longueurs d'onde, et réparties de part et d'autre de la longueur d'onde de zéro de dispersion ont largement été étudiés [1-8]. Ce schéma de pompage particulier a par exemple été utilisé pour introduire un gain paramétrique sur un large domaine spectral dans le but de développer les systèmes multiplexés en longueur d'onde dans le domaine des télécommunications (autour de 1.55 μm). Ce processus a notamment été montré par Marhic *et al.* [1] en utilisant une fibre à dispersion décalée. Des élargissements spectraux plats d'environ 50 à 100 nm ont été

obtenus entre les deux pompes [7, 8]. Ce système d'amplification paramétrique a été amélioré par des études menées par Provino *et al.* [3-5]. Il a notamment pris en compte les couplages avec les ondes générées à l'extérieur des pompes ce qui est une approche plus complète que les travaux précédemment publiés. Une approche expérimentale a permis la validation de ce principe mais sur des largeurs de bande spectrale d'environ 100 nm. Dans notre cas les deux pompes sont très éloignées du zéro de dispersion et se trouvent en fort régime de dispersion anormal et normal. Ce système de double excitation non dégénéré fait intervenir la notion de compétition entre les effets non linéaires qui permet notamment d'obtenir le blocage du processus Raman et la disparition d'une cascade complète de raies Stokes. Il est à noter que l'annihilation du premier ordre Stokes de la diffusion Raman stimulée [9-11] a été montré en utilisant divers processus.

Dans un premier temps, nous exposerons la méthode de double pompage permettant la génération à la fois d'un continuum dans le domaine infrarouge mais aussi dans le domaine visible. Dans un second temps, nous verrons par une série d'expériences que le continuum visible est dû à de la modulation de phase croisée entre les effets solitons constituant le continuum infrarouge et l'impulsion verte. Cette explication du processus d'élargissement spectral a été mise en évidence pour la première en régime femtoseconde [12, 13]. Nous verrons qu'elle peut être transposée en régime nanoseconde. L'appui de quelques simulations permet de visualiser correctement les phénomènes mis en jeu. Par la suite, nous montrerons comment la cascade Raman obtenue par un simple pompage à 532 nm peut être progressivement supprimée par la présence de la seconde pompe infrarouge. Nous présenterons également des résultats sur l'utilisation de fibres optiques microstructurées ayant des structures géométriques différentes et présentant des caractéristiques particulières (notamment en terme de biréfringence). Nous présenterons enfin des résultats concernant l'utilisation d'un système de génération de continuum par double pompage pour le diagnostic utilisant une méthode particulière basée sur l'effet Raman (méthode CARS – pour « Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy »).

II.2. Elargissement spectral dans le visible et l'infrarouge par double pompage : utilisation d'une fibre microstructurée présentant une symétrie $\pi/3$

II.2.1. Montage expérimental

Le montage expérimental, présenté sur la Figure II-1, montre le système développé au laboratoire pour la génération d'un supercontinuum en régime de double pompage. Il est composé d'un laser microchip Nd:YAG, déclenché passivement, émettant des impulsions polarisées linéairement, d'une durée de 800 ps avec une fréquence de répétition de 5,4 kHz. La puissance crête maximale est proche de 18 kW à la longueur d'onde de 1064 nm. Le faisceau issu de cette source est focalisé dans un cristal de KTP (potassium titanyl phosphate) présentant un accord de phase de type II pour obtenir une seconde radiation à 532 nm. Dans les meilleures conditions, l'efficacité maximale de génération de second harmonique est de 35 % pour une durée d'impulsion (à la longueur d'onde verte) proche de 560 ps. Les deux faisceaux sont alors collimatés à l'aide d'une lentille jusqu'au système d'injection. Pour le couplage dans la fibre optique, nous avons utilisé une microlentille de très courte focale non corrigée des aberrations chromatiques. La puissance à la longueur d'onde verte est contrôlée grâce à l'orientation du vecteur polarisation (lame demi-onde à 1064 nm placée entre le laser et le cristal non linéaire). Une seconde lame demi-onde, toujours à 1064 nm, permet d'orienter l'axe principal du champ, présentant un état de polarisation elliptique, avant le couplage dans la fibre.

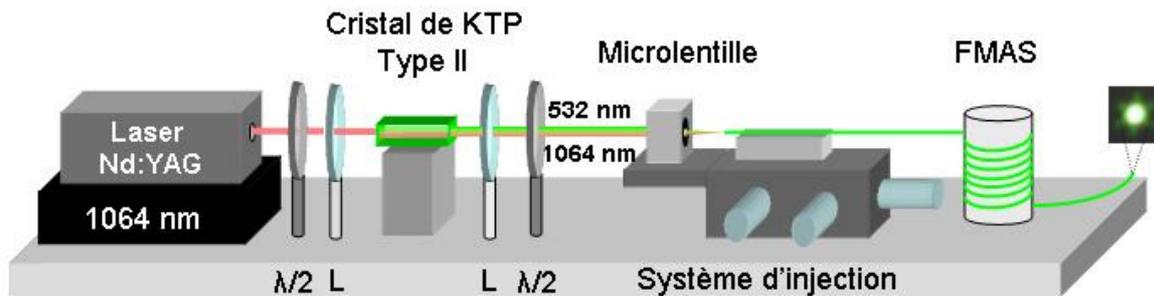


Figure II-1 : Représentation schématique du montage utilisé pour la génération de supercontinuum utilisant une double excitation 532/1064 nm

Les deux rayonnements vert et infrarouge sont injectés dans une fibre optique microstructurée air-silice d'environ 4 m de longueur, fabriquée dans notre laboratoire par la méthode d'assemblage étirage. Une photographie de la coupe transversale de ce guide particulier est montrée Figure II-2(a). Cette fibre optique présente des trous d'environ $1,5 \mu\text{m}$ de diamètre d et un espacement entre trous Λ d'environ $2,2 \mu\text{m}$. Son diamètre de cœur est proche de $2,8 \mu\text{m}$, ce qui permet de classer cette fibre parmi les fibres dites fortement non linéaires. La proportion d'air de la fibre d/Λ est estimée à $\sim 0,68$. Ce guide est donc faiblement multimode et supporte la propagation de quatre modes transverses à 1064 nm : LP_{01x} , LP_{01y} , LP_{11x} , LP_{11y} (x et y représentant les deux états de polarisation linéaires de chaque mode). Une injection du faisceau dans l'axe longitudinal de la fibre et un enroulement du guide sur un cylindre de faible diamètre (environ 1 cm) permettent d'obtenir un guidage monomode sur le mode fondamental. En utilisant une méthode de calcul basée sur les éléments finis, nous avons pu calculer la dispersion chromatique de notre fibre pour les modes LP_{01x} et LP_{01y} . Les deux courbes sont très proches l'une de l'autre et sont montrées sur la Figure II-2(b). On constate que le zéro de dispersion est localisé autour de 862 nm pour une polarisation suivant l'axe x et proche de 852 nm pour l'axe y . A 1064 et 532 nm, la dispersion chromatique suivant l'axe x est respectivement de 55 ps/nm/km (régime anormal) et de -440 ps/nm/km (régime fortement normal). L'aire effective du mode fondamental a également été calculée (Figure II-2(c)) et varie d'environ $3,7$ à $5 \mu\text{m}^2$ sur la bande spectrale 400-1600 nm. Le coefficient non linéaire de la fibre est alors $\gamma = 0,051 \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ à 800 nm ($n_2 = 2,6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$). Les pertes de propagation de la fibre ont été mesurées en utilisant la méthode dite du « cut-back » et sont estimées proches de 0,5 dB/m à 1064 nm et de 0,6 dB/m à 532 nm. Les biréfringences de phase et de groupe de cette fibre optique ont également été estimées par le calcul et sont respectivement égales à $2,1 \cdot 10^{-4}$ et $3,5 \cdot 10^{-4}$ à $1 \mu\text{m}$.

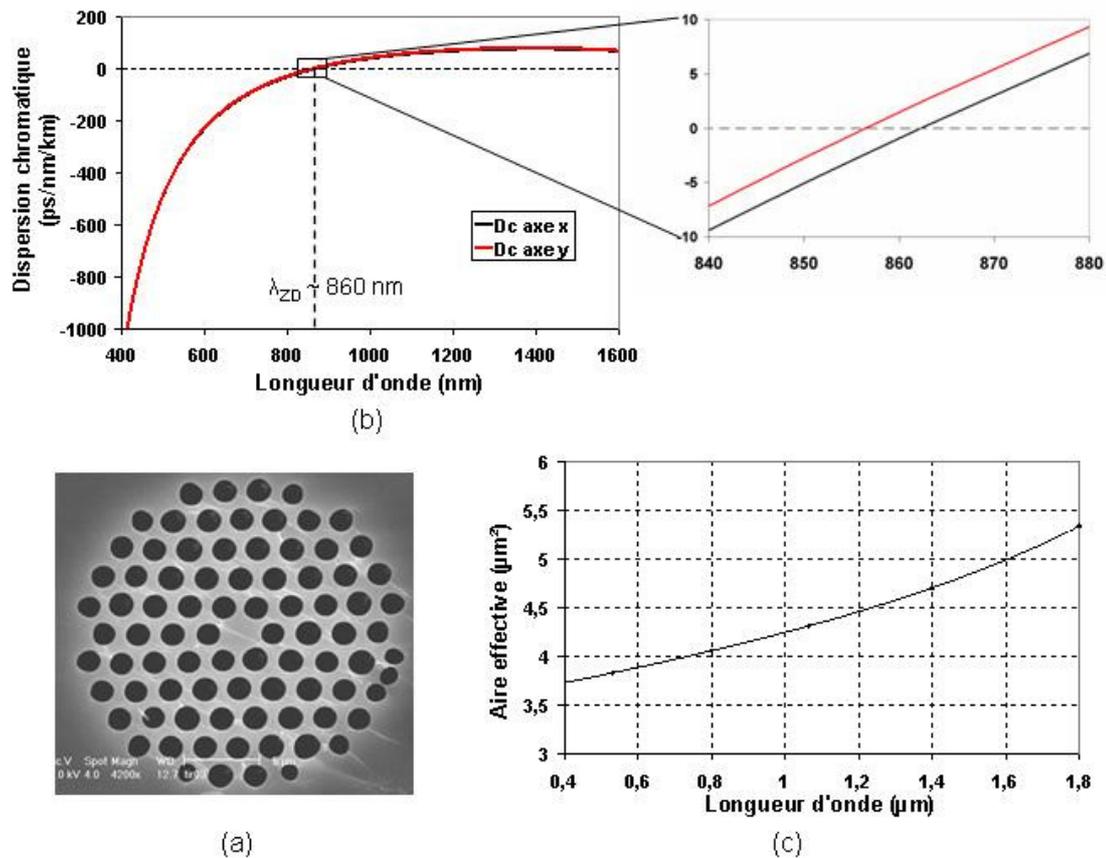


Figure II-2 : (a) Image de la coupe transverse de la fibre microstructurée air/silice fabriquée au laboratoire ; courbes de dispersion chromatique (b) et d'aire effective (c) du mode fondamental LP_{01} calculées à partir de la structure réelle de la fibre

Il est à noter que l'optimisation du couplage de la puissance dans la fibre dépend de la longueur d'onde à cause de la chromaticité de la lentille utilisée. Les taux de couplage optimaux que nous avons obtenus pour l'une et l'autre des deux longueurs d'onde de pompe sont proches de 50% pour l'onde à 1064 nm et de 45% pour l'onde au second harmonique. Bien évidemment, la position longitudinale de la lentille de focalisation est différente pour les deux configurations. En outre, une position intermédiaire de la lentille permet de fixer un taux de couplage quasi identique et proche de 30% pour les deux radiations.

II.2.2. Résultats expérimentaux

Dans cette partie, nous présentons les premiers résultats obtenus au laboratoire sans expliquer de manière détaillée les mécanismes non linéaires permettant d'obtenir les

différents spectres. Une étude numérique est présentée plus tard dans ce même chapitre. Ces expériences préliminaires nous ont permis de valider le nouveau principe de génération de supercontinuum à partir d'une double excitation 532/1064 nm.

Dans un premier temps, nous avons injecté uniquement le rayonnement infrarouge en coupant le rayonnement vert à l'aide d'un miroir dichroïque. L'onde de pompe à 1064 nm, de puissance crête 3 kW, a permis d'engendrer un supercontinuum vers les hautes longueurs d'onde (Figure II-3). Le continuum, généré principalement par effets solitoniques, s'étend sur plus de 700 nm, l'analyseur de spectre optique nous limitant à 1750 nm. Nous mesurons sur la bande spectrale 1100-1750 nm une variation du niveau de puissance de seulement 5 dB. De plus, le pic d'absorption généralement dû aux liaisons entre les atomes d'oxygène et d'hydrogène (ions OH⁻) et situé autour de 1400 nm n'est pas présent sur le spectre. Ce comportement étant dû au type de silice utilisée lors de la fabrication de la fibre.

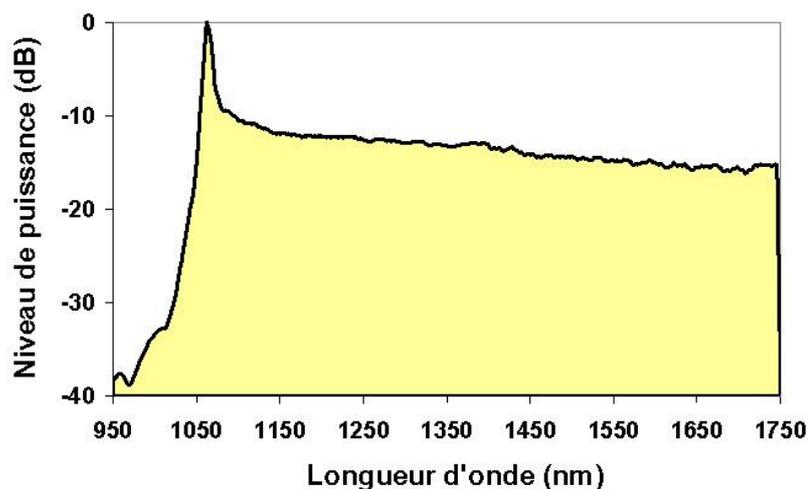


Figure II-3 : Spectre de puissance du supercontinuum engendré dans le domaine infrarouge par pompage unique en régime de dispersion anormal à 1064 nm (prédominance d'effets solitoniques)

Dans un deuxième temps, nous avons coupé le faisceau infrarouge et injecté seulement la radiation verte. La puissance crête de pompe injectée est d'environ 1,5 kW en fort régime de dispersion normal. Dans ces conditions, nous avons obtenu un élargissement inhomogène formé de six raies distinctes s'étalant de la longueur d'onde de pompe vers le rouge (Figure II-4). L'écart fréquentiel entre ces raies est d'environ 13 THz. L'amplitude maximale des pics générés est située à 8 dB en dessous de l'onde de pompe avec une profondeur de

modulation d'environ 15 dB. L'effet non linéaire à l'origine de cet élargissement spectral est la diffusion Raman stimulée.

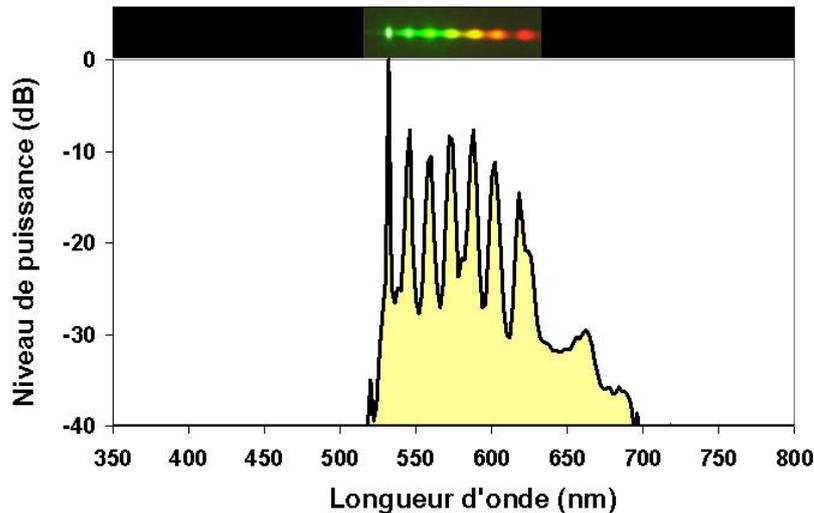


Figure II-4 : Spectre de puissance engendré dans le domaine visible par pompage unique en régime de dispersion fortement normal à 532 nm (prédominance de l'effet de diffusion Raman stimulée)

Dans un troisième temps, nous injectons les deux faisceaux de pompe dans la fibre. Ces deux radiations sont synchrones mais possèdent des durées différentes (800 ps à 1064 nm et 560 ps à 532 nm). De plus, leur différence de phase, égale à $\pi/2$ en sortie du cristal doubleur, varie ensuite en fonction de la distance entre le cristal et la fibre et de la dispersion introduite par les différents éléments optiques. Nous constatons alors que le spectre dans le domaine infrarouge est quasi identique à celui obtenu en régime de simple pompage à 1064 nm. Aucune différence notable n'est alors mesurée, même si nous ne pouvons exclure l'impact de la modulation de phase croisée de la pompe verte sur ce spectre. Le principal changement observé est localisé dans le domaine visible. Le spectre inhomogène formé par la cascade Raman (entre 532 et 650 nm) est remplacé par un élargissement spectral plus ou moins lisse et homogène se répartissant de manière quasi symétrique de part et d'autre de la seconde onde de pompe à 532 nm (Figure II-5(a)). La largeur du continuum visible est de l'ordre de 300 nm (de 400 à 700 nm), mesurée à -20 dB par rapport au pic résiduel à 532 nm. Le niveau maximum du continuum est alors observé à -13 dB de ce même pic. Dans ces conditions, il est à noter que le niveau maximum des raies Stokes précédentes dépasse d'environ 10 dB le

niveau haut du spectre homogène obtenu en régime de double pompage. Cette observation est très importante et permet déjà d'affirmer que nous n'observons pas une superposition linéaire des deux spectres. Au-delà du continuum localisé autour de 532 nm, nous constatons la génération de longueurs d'onde jusqu'à 350 nm avec des niveaux de puissance néanmoins bien inférieurs. La puissance moyenne en sortie de fibre, obtenue dans le visible, est d'environ 10 mW et correspond à la puissance apportée par la seconde onde de pompe à 532 nm.

A l'aide de filtres interférentiels, nous avons évalué le profil transverse du rayonnement de sortie en champ lointain pour trois longueurs d'onde visibles (441, 532 et 632 nm) et pour une longueur d'onde infrarouge (1064 nm). Nous constatons que les deux ondes de pompe se propagent sur le mode fondamental LP_{01} et que les longueurs d'onde visibles constituant le supercontinuum ont une répartition spatiale du même type (Figure II-5(b)).

L'autre facteur important à prendre en compte pour la génération d'un spectre large dans la région du visible est la proportion de pompe verte à injecter par rapport à la pompe infrarouge. Nous avons constaté qu'il fallait coupler dans la fibre une puissance crête à 1064 nm supérieure d'un facteur 1,8 à la puissance crête à 532 nm. Dans le cas où ce facteur est plus faible, nous observons l'apparition de pics résiduels dans le continuum visible dus à la diffusion Raman. Ce constat montre clairement une compétition entre plusieurs effets non linéaires que nous analyserons en détail dans la suite de ce chapitre.

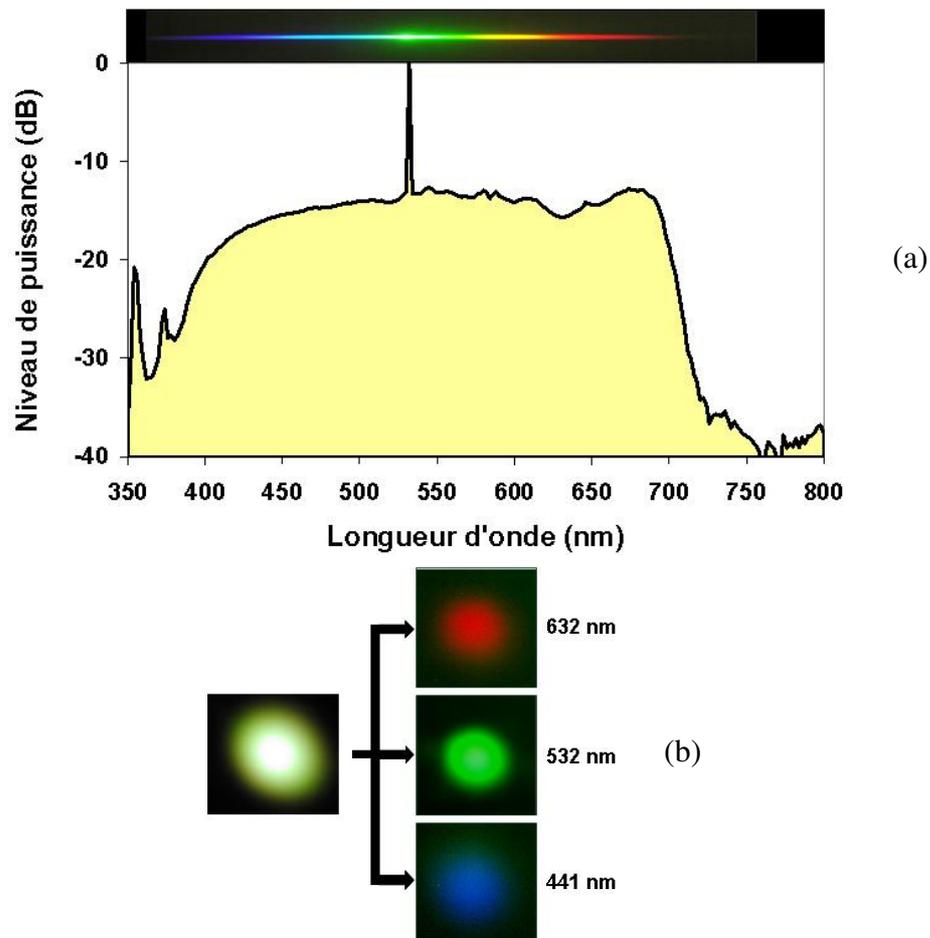


Figure II-5 : (a) Spectre de puissance du supercontinuum engendré dans le domaine visible par double pompage 532/1064 nm ; (b) photographie du champ lointain observé en sortie de fibre à différentes longueurs d'onde (441, 532 et 632 nm)

II.3. Etude expérimentale, compréhension du phénomène d'élargissement spectral

Dans le but d'améliorer les caractéristiques des spectres obtenus avec cette double excitation, il est impératif de connaître les phénomènes physiques qui sont à l'origine des élargissements spectraux. Cette compréhension passe par une étude expérimentale et simulateur approfondie en fonction de divers paramètres tels que la puissance injectée, la longueur de fibre et la polarisation. Nous présentons ici les études expérimentales que nous avons tout d'abord réalisées.

II.3.1. Evolution du supercontinuum en fonction de la puissance de pompe injectée

II.3.1.1. Montage expérimental

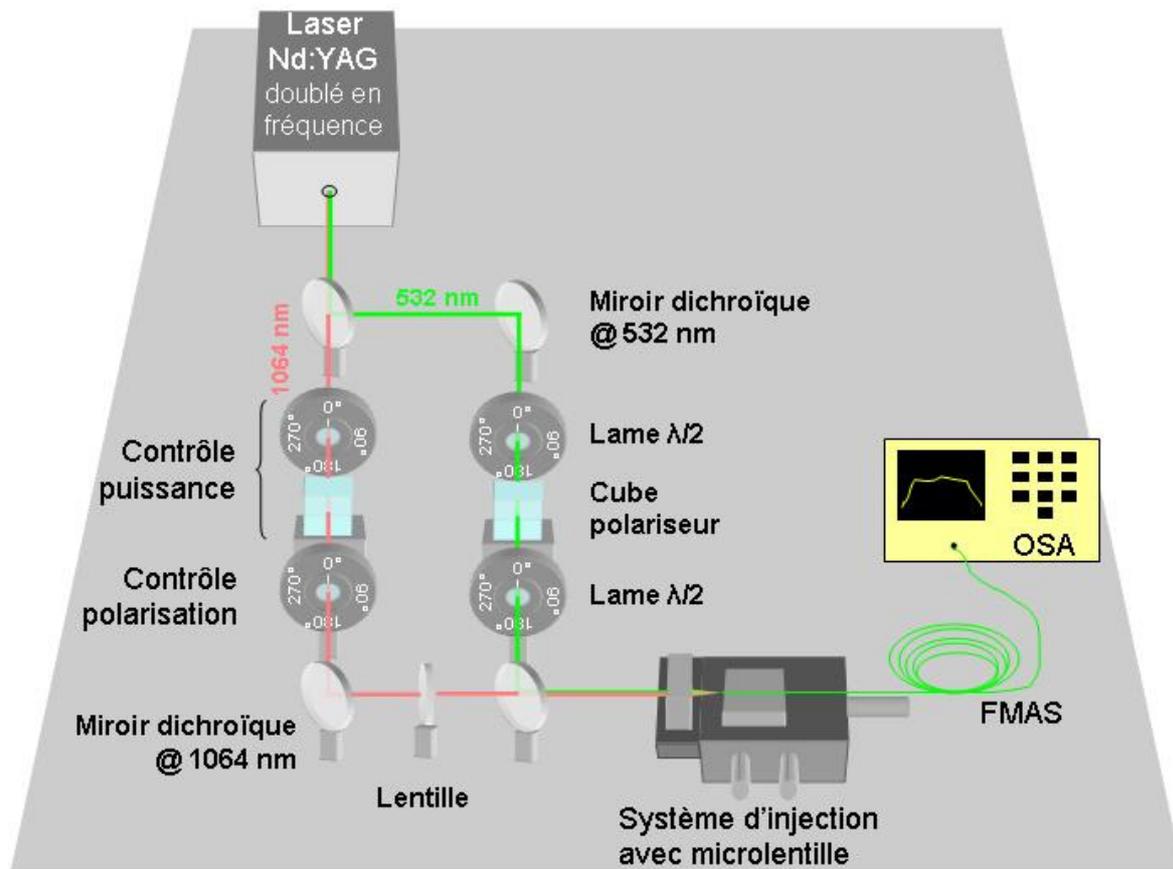


Figure II-6 : Schéma du montage expérimental permettant de contrôler séparément la puissance et la polarisation des deux ondes de pompe à 532 et 1064 nm

Dans le but de contrôler la puissance et l'orientation du champ électromagnétique de chaque longueur d'onde de pompe, nous avons séparé les deux faisceaux, qui se propagent sur deux bras différents (Figure II-6). La source est un laser Nd:YAG doublé en fréquence (« DualChip ») émettant ainsi deux radiations à 532 et 1064 nm respectivement. Elle possède une fréquence de répétition de 40 kHz pour des impulsions d'environ 700 et 500 ps aux longueurs d'onde respectives de 1064 et 532 nm. La puissance moyenne délivrée est ~ 300 mW dans l'infrarouge et ~ 100 mW pour le rayonnement vert. A la sortie du laser, les

deux faisceaux sont séparés à l'aide d'un miroir dichroïque. Sur chaque bras de propagation, nous avons introduit une lame demi-onde et un cube polariseur pour contrôler la puissance couplée dans la fibre. Une seconde lame demi-onde est positionnée après le polariseur afin de permettre l'orientation du vecteur polarisation. Les faisceaux sont recombinaés grâce à une lame dichroïque puis injectés dans une fibre optique microstructurée, de 3-4 m de longueur, à l'aide d'une microlentille de distance focale 4,5 mm. Il est à noter qu'une lentille de grande focale est positionnée sur le bras infrarouge afin de compenser en partie l'effet dû à la chromaticité de la microlentille d'injection. La fibre microstructurée est identique à celle utilisée précédemment.

II.3.1.2. Variation de la puissance de pompe infrarouge

Au cours de cette première étude, nous avons fixé la puissance de pompe à 532 nm à une valeur maximum de 200 W crête et nous avons augmenté progressivement la puissance infrarouge injectée dans la fibre microstructurée, dans le but d'observer l'influence de cette dernière sur le processus de génération de supercontinuum. La puissance injectée à la longueur d'onde de 532 nm est calculée de manière à ne pas engendrer de conversion fréquentielle par effet Raman. A noter que les polarisations des deux pompes restent inchangées tout au long de l'expérience et sont à la fois linéaires et parallèles entre elles à l'entrée de la fibre. L'évolution du spectre en fonction de la puissance de pompe infrarouge est montrée sur la Figure II-7(a).

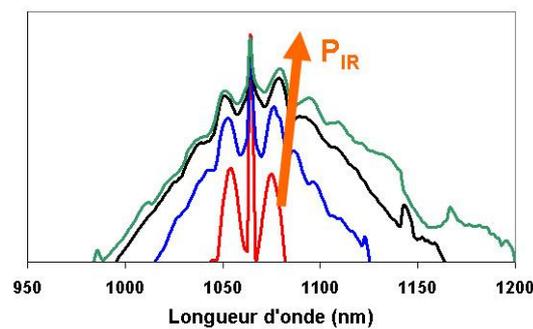
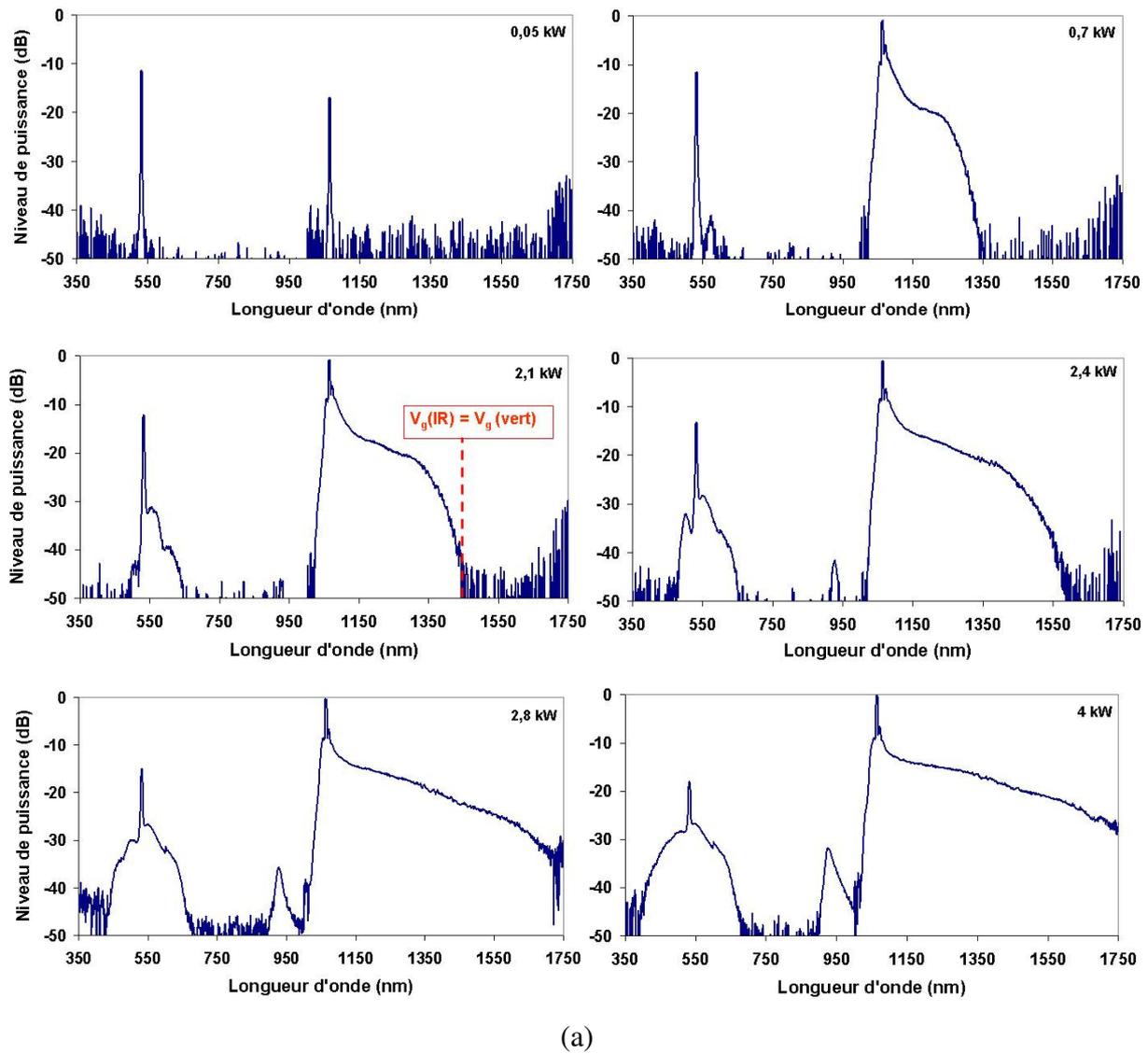


Figure II-7 : (a) Evolution du spectre en fonction de la puissance de pompe infrarouge injectée dans la fibre microstructurée (puissance crête à 532 nm : 200 W) ; (b) mise en évidence du rôle joué par l’instabilité de modulation dans la construction initiale du spectre infrarouge

A très faible puissance (0,05 kW), seule la présence des deux pics de pompe est visible. Aucun effet de conversion fréquentielle de type Raman n'est observé pour l'onde à 532 nm.

▪ Evolution du spectre infrarouge

Pour une puissance légèrement supérieure à 0,05 kW, on remarque un élargissement quasi symétrique de l'onde de pompe infrarouge avec en outre l'apparition de deux pics latéraux, distants chacun d'environ une dizaine de nanomètres de la pompe. Cet écart évolue sensiblement avec la puissance de pompe pour atteindre une quinzaine de nanomètres, comme le montre la Figure II-7(b). Ainsi, les premiers effets intervenant dans l'élargissement spectral de l'onde à 1064 nm sont d'une part l'automodulation de phase et d'autre part l'instabilité de modulation, qui donne naissance à des pics discrets autour de la pompe et entraîne alors, dans le domaine temporel, une modulation de l'enveloppe de l'impulsion.

Pour une puissance de pompe infrarouge plus élevée (0,7 kW), les modulations de l'enveloppe s'accroissent jusqu'à l'éclatement de l'impulsion initiale en multiples sous impulsions ultracourtes (impulsions femtoseconde). La propagation de ces impulsions en régime de dispersion anormal permet une compensation de l'effet linéaire de dispersion par un effet de phase non linéaire. De cette manière, il est possible d'accéder au régime de propagation solitonique. Sous l'effet du gain Raman subi par ces mêmes impulsions, le régime d'autodécalage en fréquence des solitons (SSFS) est obtenu. Il en résulte la création de nouvelles fréquences vers les hautes longueurs d'onde. Ainsi, plus la puissance de pompe augmente, plus le décalage solitonique est important et plus le spectre infrarouge créé est large, jusqu'à atteindre la longueur d'onde de 1750 nm pour une puissance maximale de 4 kW crête. Ce type de processus non linéaire a très bien été démontré par des simulations numériques menées en régime femtoseconde par Liu [14], Genty [12] et Schreiber [13], ou encore en régime picoseconde par Rääkkönen [15].

▪ Evolution du spectre visible

Dans le domaine visible, la construction du spectre peut être décomposée en deux étapes. Dans un premier temps, pour des puissances de 0,7 et 2,1 kW, l'élargissement du spectre dans le visible s'effectue uniquement du côté des hautes longueurs d'onde (jaune/rouge). La génération de ces nouvelles longueurs d'onde visibles peut être due à différents effets non linéaires comme le mélange à quatre ondes ou la modulation de phase croisée. Après plusieurs

expérimentations, que nous montrerons dans la suite de ce document, et le développement d'un programme de calcul du gain paramétrique, il apparaît que la piste du mélange à quatre ondes ne soit pas possible dans notre cas. L'effet d'élargissement dans la région du spectre visible serait alors dû à la modulation de phase croisée entre le spectre infrarouge et la pompe verte. En effet, l'impulsion à 532 nm se propage de manière superposée à l'impulsion infrarouge. Le décalage temporel maximum entre les deux radiations, induit par la différence de vitesse de groupe, est de 130 ps (pour une longueur de fibre $L_{\text{fibre}} = 3,5$ m), ce qui atteste du bon recouvrement temporel entre les impulsions du fait de leur largeur respective (> 560 ps). L'impulsion verte est alors modulée de manière importante par l'onde infrarouge qui a subi un découpage temporel par effet solitonique. Pour des puissances inférieures ou égales à 2,1 kW, l'élargissement dans l'infrarouge ne dépasse pas la longueur d'onde de 1450 nm et se propage en totalité avec une vitesse de groupe supérieure à la vitesse de groupe de l'onde pompe à 532 nm. Cette dernière affirmation est clairement étayée par l'évolution de la courbe de vitesse de groupe du mode fondamental de la fibre en fonction de la longueur d'onde, représentée sur la Figure II-8. Dans ces conditions, cette différence de vitesse de groupe entraîne, par effet de modulation de phase croisée, un élargissement de l'onde de pompe verte vers les hautes longueurs d'onde. Cet effet, qui a largement été rapporté, est notamment présenté dans les références suivantes [12, 13, 16].

Dans un second temps, en augmentant davantage la puissance de l'onde à 1064 nm (2,4 kW et au-delà), nous observons un décalage plus important du spectre infrarouge vers les hautes longueurs d'onde. Ces radiations se propagent alors avec une vitesse de groupe inférieure à la vitesse de l'onde de pompe à 532 nm, ce qui entraîne, toujours par modulation de phase croisée, un élargissement vers les basses longueurs d'onde à partir de l'onde verte [16]. Cet effet a pour conséquence le peuplement du spectre vers la région des fréquences bleues. D'après la courbe représentant la vitesse de groupe en fonction de la longueur d'onde, le changement du signe de la différence $\{v_g(\text{solitons infrarouges}) - v_g(\text{impulsion verte})\}$ se produirait aux alentours de 1450 nm, ce qui est en accord avec les constatations expérimentales présentées Figure II-7(a). Une étude similaire en régime nanoseconde portée par Rääkkönen et publiée en 2006 [15] montre le même phénomène.

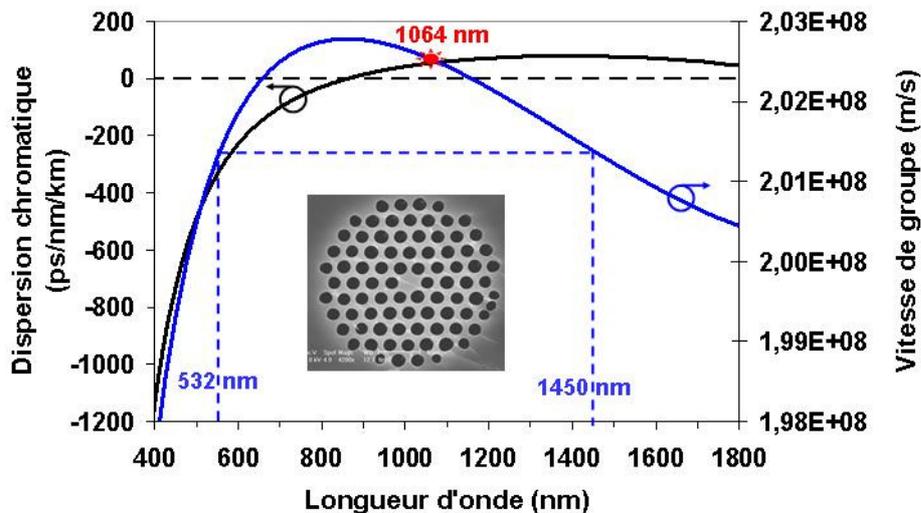


Figure II-8 : Courbes de dispersion chromatique et de vitesse de groupe du mode LP_{01} calculées à partir du profil réel de la FMS

II.3.1.3. Variation de la puissance de pompe verte

Dans ce cas, nous avons fixé la puissance de pompe infrarouge à 4 kW crête et nous avons fait varier progressivement la puissance de pompe à 532 nm entre 0 et 200 W crête. Les orientations des polarisations n'ont pas été modifiées et sont toujours linéaires et parallèles entre elles.

Pour une puissance de pompe à 532 nm nulle, aucune radiation entre 350 et 900 nm n'est observée. Seul le spectre infrarouge est présent. L'augmentation de la puissance de l'onde verte se traduit par l'apparition d'un spectre large et plus ou moins symétrique dans le visible (Figure II-9). En augmentant encore la puissance à 532 nm, on remarque clairement que le profil et la largeur du spectre visible ne sont pas affectés de manière significative, seule la densité spectrale de puissance étant modifiée. Par ailleurs, on constate que la variation de la puissance à 532 nm ne modifie pas de manière sensible le profil du continuum infrarouge, même si on ne peut exclure totalement l'effet de modulation de phase croisée induit par la pompe verte. Ces observations confortent l'hypothèse d'une construction du spectre visible par modulation de phase croisée entre l'infrarouge et l'onde verte.

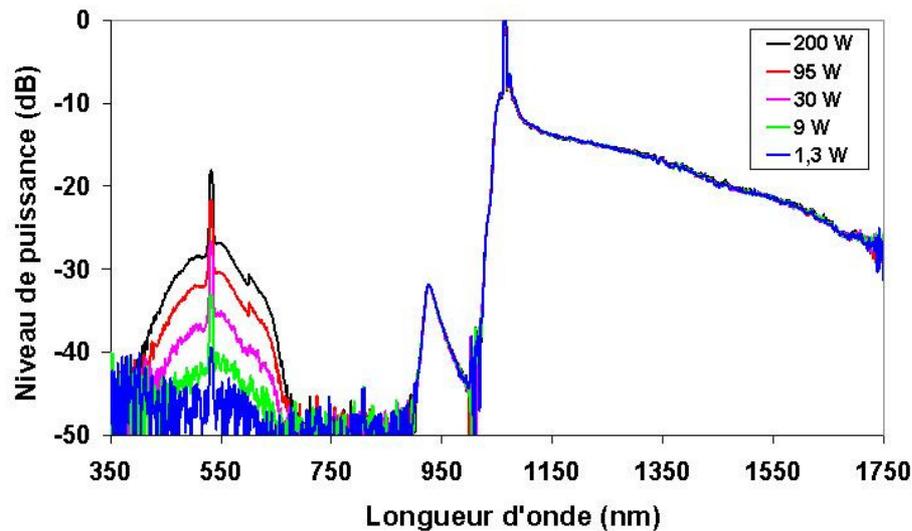


Figure II-9 : Evolution du spectre en fonction de la puissance de pompe à 532 nm
(puissance à 1064 nm fixée à 4 kW crête)

II.3.1.4. Effet de la puissance des ondes de pompe - conclusion

La première conclusion que l'on peut tirer de ces expériences est le rôle différent joué par les deux pompes dans le processus d'élargissement spectral dans le visible. De plus, on constate qu'il n'y a aucun échange d'énergie entre le domaine infrarouge et la partie visible du spectre. Ce comportement particulier permet d'exclure le phénomène de mélange à quatre ondes, à partir des deux radiations de pompe à 532 et 1064 nm, comme pouvant être le mécanisme à l'origine de la génération du spectre visible.

L'effet à l'origine de l'élargissement spectral dans la région visible semble être la modulation de phase croisée. La première démonstration de l'impact que peut avoir la modulation de phase croisée sur la construction d'un spectre large a été publiée par Genty [12, 17] dès 2004. Dans sa démonstration, il a montré que la génération de longueurs d'onde visibles provenait de l'interaction entre une onde dispersive créée dans le visible et la propagation d'ondes solitoniques engendrées dans le domaine infrarouge. Par la suite, Schreiber [13] a montré, d'un point de vue expérimental et numérique, que ce même processus pouvait être à l'origine d'un élargissement spectral important avec un système de double pompage en régime femtoseconde. Dans notre cas, en régime d'impulsion sub-nanoseconde, les expériences reportées précédemment semblent indiquer que le phénomène non linéaire responsable de la construction du spectre visible est identique à celui observé en

régime femtoseconde. En effet, l'élargissement visible s'effectue par étapes avec un fort impact du spectre infrarouge. L'apparition des longueurs d'onde rouges est obtenue dès l'élargissement initial du spectre infrarouge, tandis que les ondes bleues apparaissent uniquement une fois que le spectre infrarouge s'étend au-delà de 1450 nm. Ce point de transition coïncide avec le changement du signe de la différence de vitesse de groupe entre les ondes solitoniques et l'onde de pompe à 532 nm, ce qui confirme l'hypothèse d'un effet de modulation de phase croisée. La non variation de la largeur du continuum visible en fonction de la puissance injectée à 532 nm est également un indicateur fort.

La construction du spectre infrarouge en fort régime de dispersion anormal est plus classique, avec des effets largement reportés dans la littérature [18, 19]. On peut noter un changement important du profil temporel de l'impulsion de pompe à 1064 nm sous l'effet de propagations solitoniques multiples.

Enfin, dans l'ensemble des spectres présentés précédemment, nous avons pu constater l'existence d'un pic situé vers 950 nm, dont l'amplitude augmente avec la puissance de pompe infrarouge. Nous verrons dans la suite de ce chapitre que ce pic est engendré par un effet de mélange à quatre ondes de type vectoriel.

II.3.2. Evolution du supercontinuum en fonction de la longueur d'interaction

Les effets non linéaires mis en jeu dans la génération de supercontinuum dépendent fortement de la longueur d'interaction entre la fibre optique et le champ électromagnétique. Nous avons donc étudié l'influence que pouvait avoir ce paramètre sur la construction des spectres visible et infrarouge. Cette étude a été réalisée en utilisant la méthode dite du « cut-back », qui consiste à analyser le rayonnement en sortie de fibre après chaque raccourcissement de celle-ci. La Figure II-10 montre l'évolution du profil du spectre en fonction de la longueur du guide non linéaire et pour des puissances de pompe fixes ($P_{1064} = 4 \text{ kW}$; $P_{532} = 200 \text{ W}$).

Le développement de l'élargissement spectral en fonction de la longueur de la fibre est très similaire à l'évolution visualisée lors de la variation de la puissance infrarouge. En effet, pour une faible distance de propagation (20 cm), on observe seulement les deux pics de

pompe qui sont légèrement élargis sous l'effet de l'automodulation de phase. Puis, pour des distances plus grandes (45-70 cm), le continuum dans le domaine infrarouge s'élargit à cause d'instabilités de modulation (nettement visibles sur la figure : 45 cm) et commence à s'étendre vers les hautes longueurs d'onde sous l'effet de l'autodécalage en fréquence des ondes solitoniques. Dans le même temps, nous notons l'expansion du continuum visible vers les longueurs d'onde rouges uniquement, par effet de modulation de phase croisée. Pour des longueurs de fibre inférieures ou égales à 70 cm, on remarque que l'expansion du continuum infrarouge ne dépasse pas $\lambda = 1450$ nm et qu'aucun élargissement visible n'est observé vers les longueurs d'onde bleues. A partir d'une longueur de fibre de 90 cm, le développement du spectre infrarouge au-delà de 1450 nm induit un étalement spectral dans la région visible vers le bleu. Dans notre configuration, les plus courtes longueurs d'onde générées par modulation de phase croisée sont proches de 380 nm. Ainsi, le comportement du spectre en fonction de la longueur de fibre confirme bien le rôle joué par l'effet de modulation de phase croisée dans la génération des longueurs d'onde visibles.

Il est à noter qu'au-delà d'une certaine longueur de fibre (environ 2 m), les spectres n'évoluent quasiment plus en largeur mais subissent une diminution de leur amplitude maximale, engendrée par les pertes linéiques du guide. Dans notre cas, la longueur optimale permettant d'obtenir un bon compromis entre largeur et niveau de puissance du continuum visible est proche de 2 m. Bien évidemment, la notion de longueur de fibre optimale est relative. En effet, les profils de spectre doivent s'adapter au type d'application que l'on souhaite développer. Par exemple, le spectre obtenu pour une longueur de fibre de 70 cm serait idéal pour réaliser des expériences de microscopie CARS dans le visible ou l'infrarouge [20-22].

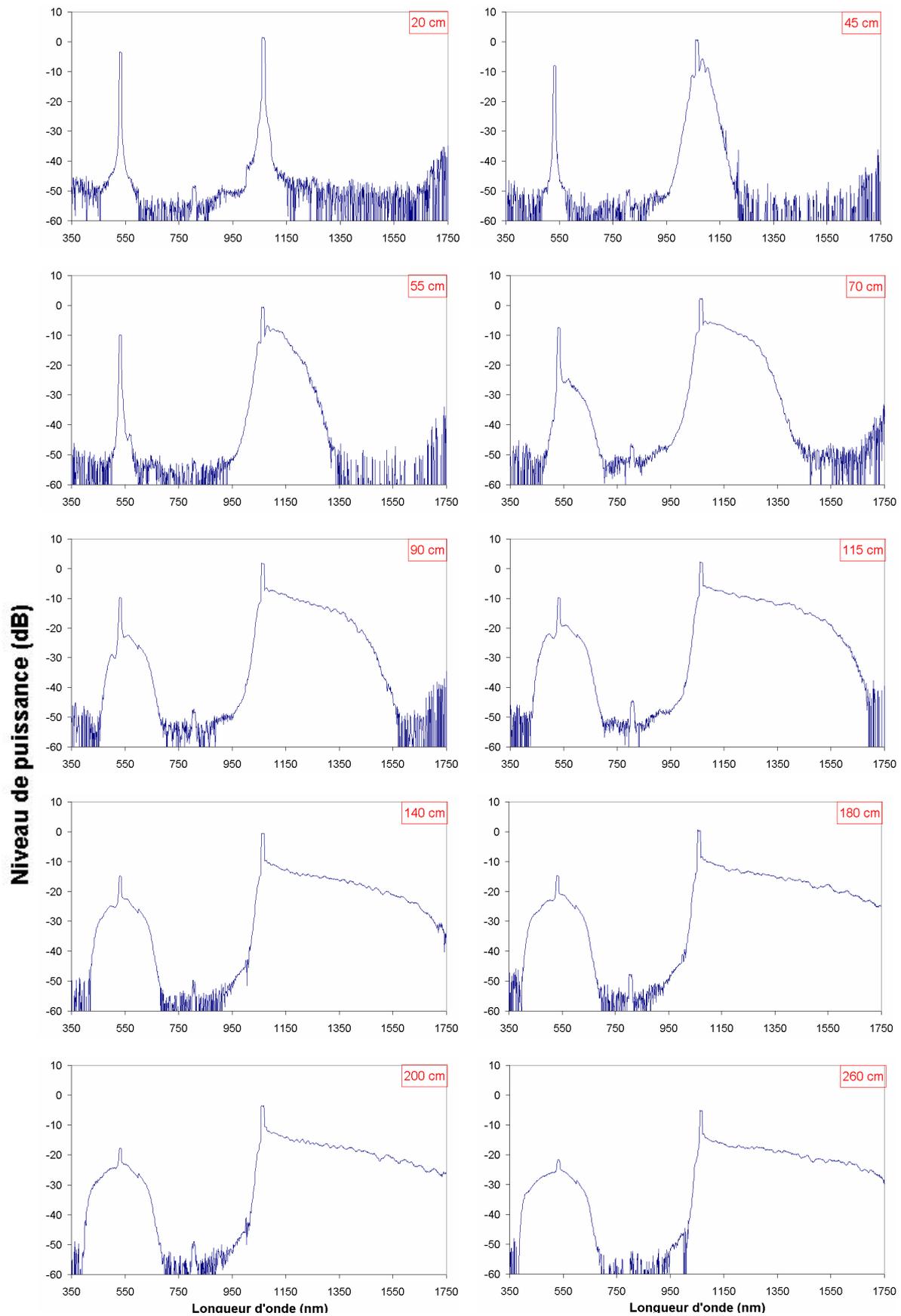


Figure II-10 : Evolution du spectre en fonction de la longueur de la fibre optique

II.3.3. Evolution du continuum en fonction de l'état de polarisation des ondes de pompe

Les fibres à trous actuellement fabriquées sont toutes plus ou moins biréfringentes. Cette caractéristique est généralement due au fait que la fibre ne présente jamais une structure parfaite à symétrie $\pi/3$. La variation de la taille des trous et de leur espacement de quelques pourcents entraîne alors la création d'une biréfringence. La biréfringence de phase, calculée pour le mode fondamental dans notre fibre, est proche de $4,2 \cdot 10^{-5}$ à 532 nm et de $4,1 \cdot 10^{-4}$ à 1064 nm. Cette biréfringence peut avoir des conséquences sur le comportement de certains effets non linéaires. Les plus sensibles sont les effets paramétriques, qui sont basés sur un accord des vitesses de phase des ondes [23, 24]. D'autres effets tels que la diffusion Raman stimulée [25] ou la modulation de phase croisée [25, 26] sont également sensibles à cet aspect de biréfringence. De plus, des études en régime femtoseconde sur des fibres microstructurées très biréfringentes ont montré l'influence directe de la polarisation d'entrée sur la génération de supercontinua [27, 28]. Nous avons alors décidé d'évaluer les conséquences d'une variation de l'orientation du vecteur polarisation de chacune des ondes de pompe sur la construction des spectres infrarouge et visible. Pour ce faire, nous avons analysé, en premier lieu, la polarisation du spectre de sortie afin de déterminer l'orientation des axes neutres de la fibre utilisée. Pour ces expériences, les puissances de pompe sont toujours de 4 kW et 200 W crête pour l'infrarouge et le vert respectivement.

II.3.3.1. Etat de polarisation du faisceau de sortie

Nous présentons ici l'analyse de l'état de polarisation du faisceau de sortie pour chaque élargissement spectral (visible et infrarouge). La polarisation en entrée, pour les deux ondes de pompe, est de type linéaire.

Pour étudier les effets de la polarisation, nous avons collimaté le faisceau en sortie de fibre avec une microlentille. Malgré les aberrations chromatiques introduites par la lentille, il a été possible d'obtenir un faisceau à peu près parallèle sur une dizaine de mètres environ. Le faisceau passe alors à travers un polariseur de GLAN en calcite, monté sur un support à rotation graduée. Ce composant est utilisable sur une bande spectrale de plus de 2000 nm

(entre 250 et 2300 nm). Seule l'orientation du faisceau rejeté évolue en fonction de la longueur d'onde. L'isolation entre les deux composantes sortant du polariseur est supérieure à 20 dB sur l'ensemble de la bande.

▪ Polarisation du continuum infrarouge

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à la polarisation dans le domaine infrarouge. A l'aide d'un filtre RG-850, ne laissant passer que les longueurs d'onde infrarouges supérieures à 850 nm, et d'un mesureur de puissance, on a détecté la puissance traversant le polariseur pour différents angles du vecteur polarisation à 1064 nm en entrée de fibre. Le schéma expérimental est montré Figure II-11.

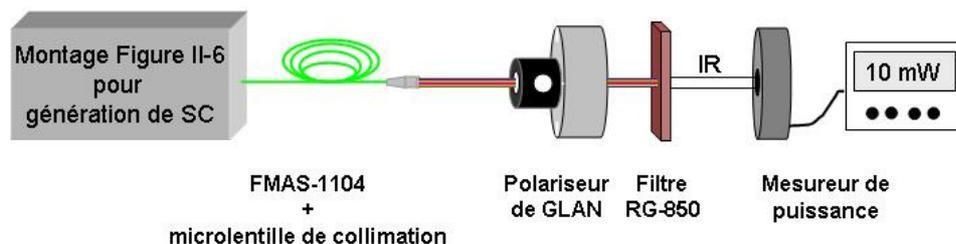


Figure II-11 : Montage expérimental pour l'étude de la polarisation du continuum infrarouge (FMS-1104 : fibre microstructurée à symétrie de $\pi/3$)

La première expérience a consisté à repérer l'un des axes neutres de la fibre. Pour cela, nous avons déterminé l'orientation du vecteur polarisation en entrée qui permette d'obtenir une extinction quasi totale de l'onde de sortie par rotation du polariseur. Cet angle est alors pris comme référence (angle 0°).

Pour une orientation de la polarisation en entrée à 0° (référence qui correspond à un des axes neutres de la fibre), nous avons constaté une évolution franche de la puissance infrarouge en sortie de fibre en fonction de l'orientation du polariseur de GLAN. La Figure II-12(a) montre les résultats obtenus. D'après ce graphique, nous avons observé un maximum de puissance transmis pour une orientation du polariseur proche de 40° . En continuant de tourner le polariseur, on a noté une décroissance de la puissance jusqu'à un niveau proche de l'extinction. Le minimum est obtenu pour un angle de 130° , ce qui donne une différence de 90° entre un maximum et un minimum de puissance transmis par le polariseur. Ce résultat

permet d'une part de confirmer que l'angle d'entrée 0° coïncide avec un axe neutre de la fibre et d'autre part d'affirmer que la fibre est à maintien de polarisation pour les radiations infrarouges. Le taux de maintien de l'état de polarisation linéaire est alors estimé proche de 97 %.

La même caractérisation est réalisée pour un angle du vecteur polarisation en entrée égal à 45° . Dans ces conditions, la décomposition de l'énergie suivant les deux axes neutres de la fibre devrait être quasi équilibrée. Nous avons alors constaté que la puissance infrarouge de sortie variait faiblement en fonction de l'orientation du polariseur (voir Figure II-12(b)). Le spectre infrarouge de sortie est donc polarisé de manière quasi circulaire avec un faible taux d'ellipticité. Ce comportement légèrement elliptique peut être dû à une erreur d'alignement du vecteur polarisation en entrée de fibre.

Toutefois aucune variation significative de l'état de polarisation du faisceau de sortie n'a été observée en fonction des différentes longueurs d'onde discrètes entre 1 et $1,75 \mu\text{m}$.

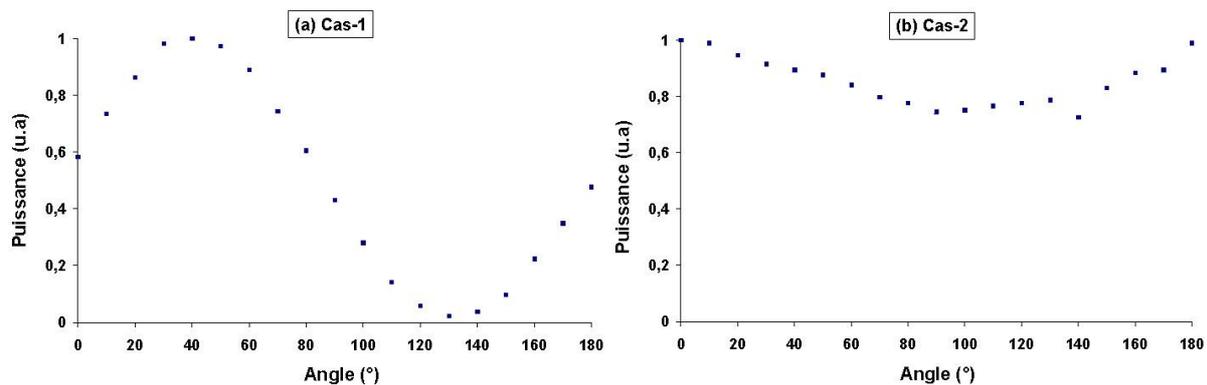


Figure II-12 : Evolution de la puissance (normalisée) du spectre infrarouge en fonction de l'orientation du polariseur de sortie ; (a) cas-1, injection suivant un axe neutre de la fibre ; (b) cas-2, injection à $\sim 45^\circ$ des axes neutres

▪ Polarisation du continuum visible

En reprenant le même montage expérimental que précédemment mais en remplaçant le filtre RG-850 par un filtre interférentiel à 532 nm, nous avons étudié l'état de polarisation de l'onde de pompe verte. L'orientation des vecteurs polarisation des deux pompes en entrée de fibre est fixée suivant l'axe neutre à 0° . La puissance en sortie de polariseur est alors tracée en fonction de l'orientation de ce dernier. Le résultat est montré Figure II-13(a). Nous observons

une variation de la puissance sans réelle extinction. Par conséquent, la polarisation initialement linéaire de l'onde de pompe verte n'est pas préservée durant la propagation. La fibre n'est donc pas à maintien de polarisation pour l'onde à 532 nm. Le taux d'ellipticité est de l'ordre de 1 pour 3.

Nous remplaçons maintenant le filtre interférentiel et le polariseur de GLAN par un polariseur visible de type polaroïd et nous caractérisons l'ensemble du rayonnement visible large bande avec un analyseur de spectre optique. La connexion entre le polariseur et l'analyseur de spectre est réalisée par l'intermédiaire d'une fibre optique conventionnelle multimode de type 50/125. Ceci permet d'éviter tout effet non linéaire supplémentaire et de transformer la polarisation linéaire du signal, après le film polaroïd, en polarisation quasi circulaire, afin d'éviter les pertes par polarisation introduites par les réseaux de l'analyseur de spectre. Sur la Figure II-13(b), on visualise l'évolution du profil du spectre visible en fonction de l'orientation du polariseur, les deux pompes étant toujours polarisées suivant l'axe 0° en entrée de fibre. On constate que le profil du spectre est identique quel que soit l'angle d'analyse du polariseur. Seul le niveau de puissance est modifié. Celui-ci varie d'environ 5 dB entre les deux positions extrêmes. Ceci signifie que l'état de polarisation du continuum visible est elliptique avec un taux d'ellipticité de 1 pour 3, comme observé pour la pompe à 532 nm.

Nous avons également étudié l'évolution de la polarisation du continuum visible en fonction de la polarisation de l'onde de pompe verte. Pour cela, nous avons fixé l'orientation du film polaroïd en sortie suivant un des axes neutres et fait tourner la polarisation de l'onde de pompe verte en entrée. On constate, d'après la Figure II-14, que la variation du niveau de puissance du continuum visible (environ 2 dB au maximum) est du même ordre de grandeur que la variation de puissance de l'onde à 532 nm. On peut donc conclure que l'état de polarisation du spectre visible suit l'évolution de l'état de polarisation de la pompe verte.

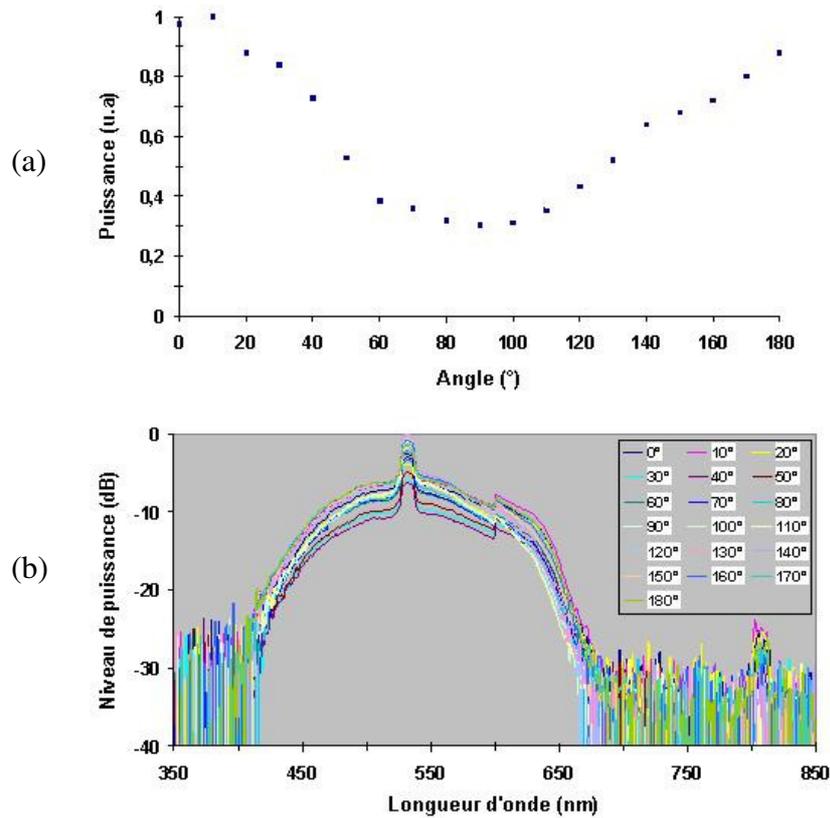


Figure II-13 : Evolution de la puissance (normalisée) à 532 nm (a) et du spectre visible (b) en fonction de l'orientation du polariseur de sortie

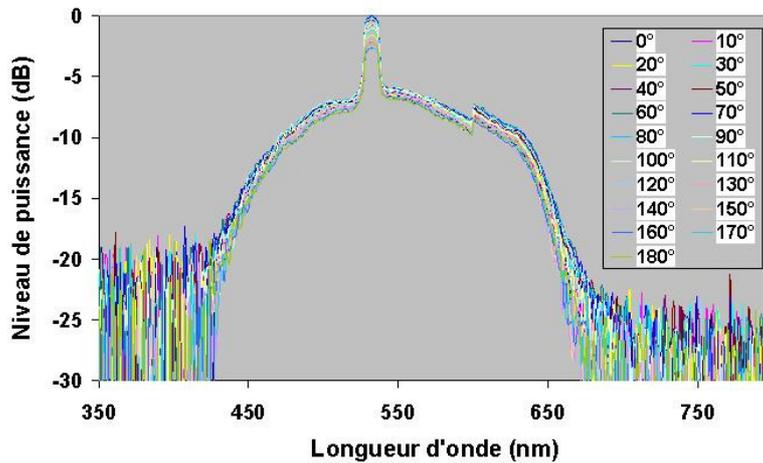


Figure II-14 : Evolution du spectre visible en fonction de l'orientation du vecteur polarisation de la pompe verte en entrée de fibre (orientation du polariseur de sortie fixée suivant un des axes neutres)

- **Etat de polarisation du faisceau de sortie - conclusion**

A travers cette étude expérimentale, nous avons évalué l'état de polarisation de chaque continuum en mesurant la quantité d'énergie se propageant sur chaque axe neutre de la fibre pour différentes orientations du vecteur polarisation en entrée. Cette analyse permet de diagnostiquer un effet de dépolarisation et de dire si nous avons une polarisation linéaire, elliptique ou circulaire en sortie de fibre.

L'état de polarisation des spectres infrarouge et visible dépend directement de l'état de polarisation des ondes de pompe. Une orientation de la direction de polarisation en entrée implique une orientation de la direction de polarisation des continua en sortie. Aucune évolution particulière de l'état de polarisation n'a été observée en fonction de la longueur d'onde dans chaque continuum. En d'autres termes, l'état de polarisation semble être homogène sur la totalité de l'élargissement spectral, visible ou infrarouge.

Nous avons néanmoins noté une large différence de comportement entre radiations infrarouges et visibles. En effet, la fibre microstructurée peut être considérée comme à maintien de polarisation pour l'infrarouge, avec un taux de dépolarisation proche de 3 % seulement. Par contre, ce taux augmente fortement pour l'onde de pompe visible (et donc pour le spectre visible dans son ensemble) et atteint une valeur proche de 30%. La différence de comportement entre visible et infrarouge peut alors être expliquée par l'évolution de la biréfringence en fonction de la longueur d'onde. En effet, plus la longueur d'onde augmente, plus la biréfringence est importante (biréfringence de phase : $3,8 \cdot 10^{-5}$ et $2,8 \cdot 10^{-4}$ à 525 et 1100 nm respectivement). Ce phénomène pourrait expliquer le plus fort taux de dépolarisation des longueurs d'onde visibles. De plus, il est à noter que la variation de quelques pourcents de la taille ou de la position d'un des trous de la première couronne peut induire une biréfringence significative de l'ordre de 10^{-4} . Plusieurs études rapportant ce genre de comportement ont été publiées [29, 30].

II.3.3.2. Impact de l'orientation des vecteurs polarisation des ondes de pompe sur l'élargissement spectral

- **Onde de pompe visible**

Nous conservons toujours le même dispositif expérimental. Dans un premier temps, nous étudions l'influence de l'orientation du vecteur polarisation de l'onde verte en entrée de la fibre, tout en fixant l'orientation de la polarisation de la pompe infrarouge. La Figure II-15 montre l'allure du spectre de supercontinuum pour différentes orientations. La première mesure, notée 0° sur le graphe, correspond au cas où les deux polarisations, verte et infrarouge, sont parallèles en entrée de la fibre et orientées suivant un axe neutre.

Nous pouvons noter que la variation de l'orientation de la polarisation verte ne change pas la forme du spectre dans le domaine visible ni infrarouge. Seules de très faibles variations, rentrant dans l'incertitude des mesures effectuées, sont perceptibles. Nous pouvons alors conclure qu'avec une telle fibre optique, possédant une biréfringence proche de 10^{-5} , l'orientation de la polarisation à 532 nm en entrée n'induit pas de changement dans la dynamique de construction des supercontinua. Bien évidemment, cette remarque est à mettre en relation avec nos conditions d'expérimentation ($P_{532} \ll P_{1064}$).

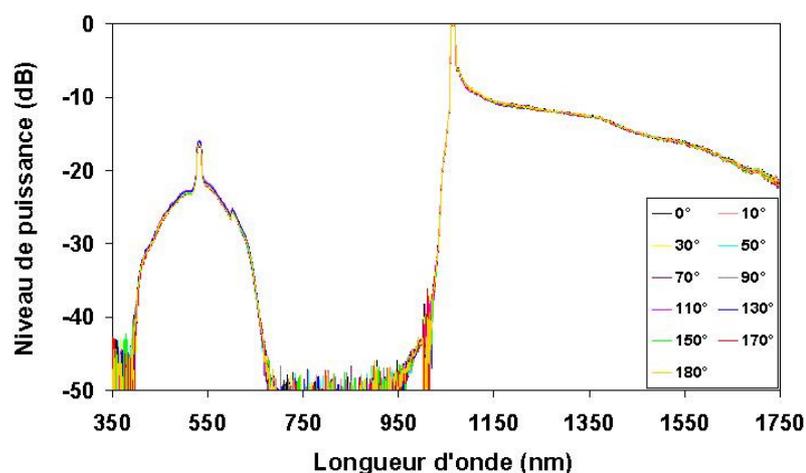


Figure II-15 : Evolution du spectre visible/infrarouge en fonction de l'orientation du vecteur polarisation de la pompe verte en entrée de fibre

▪ Onde de pompe infrarouge

La même étude a été réalisée en fonction de l'orientation de la polarisation infrarouge, tandis que l'état de polarisation de l'onde verte est fixé pendant toute l'expérience. En orientant la polarisation à 1064 nm, on a constaté une modification du profil spectral dans les domaines infrarouge et visible. Ces résultats sont montrés sur la Figure II-16.

La première observation concerne la périodicité avec laquelle nous avons obtenu les mêmes profils de spectre dans le visible et l'infrarouge. Pour des orientations de 0° , 90° et 180° , les spectres ont un étalement maximal. Pour les autres orientations (45° et 135°), les élargissements spectraux sont modifiés par rapport à l'observation précédente. En effet, dans le domaine visible, nous observons une modification dans la génération des composantes bleues-UV, avec une variation de la bande spectrale d'environ 30 nm. Dans le même temps, nous constatons une légère modification du spectre infrarouge, avec une perte de puissance significative pour les longueurs d'onde situées au-dessus de 1400 nm. La différence du niveau de puissance est de l'ordre de 7 dB à 1750 nm.

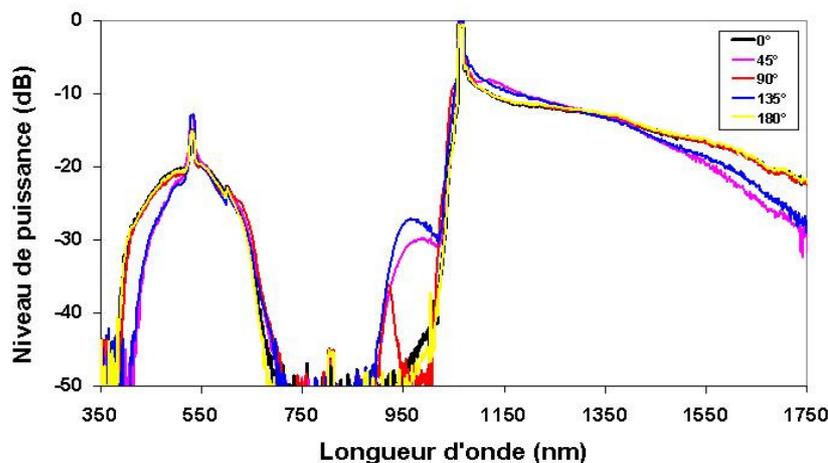


Figure II-16 : Evolution du spectre visible/infrarouge en fonction de l'orientation du vecteur polarisation de la pompe infrarouge en entrée de fibre

Lorsque l'orientation du vecteur polarisation du faisceau infrarouge coïncide avec un des axes neutres de la fibre (0° , 90° , 180°), on obtient une densité spectrale de puissance maximale dans l'infrarouge (au-delà de 1400 nm). Dans ce cas, l'onde de pompe verte subit un maximum de modulation de sa phase et donc l'élargissement spectral est plus important dans le visible (du côté bleu). Ce phénomène reste quasi identique, suivant que la propagation

s'effectue selon l'un ou l'autre des axes neutres, car la courbe de vitesse de groupe est peu modifiée d'un axe à l'autre. Au contraire, lorsque le faisceau de pompe infrarouge a une orientation de polarisation proche de 45° par rapport aux axes neutres, cela a pour conséquence de modifier le profil du spectre infrarouge et de réduire l'impact de la modulation de phase croisée. Cette évolution se répercute alors sur le spectre visible en limitant l'extension vers les basses longueurs d'onde. L'affaiblissement de la densité spectrale de puissance dans le domaine infrarouge (au-delà de 1400 nm) peut être intuitivement comprise en terme de répartition de puissance sur les deux axes neutres de la fibre. En effet, pour une orientation du vecteur polarisation à 45° des axes neutres, la puissance de pompe à 1064 nm se décompose de manière équilibrée sur les deux axes. Dans ces conditions, la mise en place du régime de propagation solitonique est obtenue sur chaque axe, incluant la formation, la fission et l'autodécalage en fréquence des solitons. Sous l'effet du découpage temporel de l'impulsion initiale nanoseconde à travers ces effets solitoniques et du fait de la différence de vitesse de groupe entre les axes, deux spectres quasi indépendants sont créés. La puissance de pompe mise en jeu sur chaque axe étant plus faible que lors de l'excitation suivant un seul axe neutre, la conversion non linéaire est alors moins efficace au-delà de 1400 nm. Notons tout de même que cette indépendance entre axes est relative, dans la mesure où les deux spectres infrarouges peuvent être couplés par les effets de modulation de phase croisée et de mélanges paramétriques vectoriels.

▪ Origine des radiations centrées autour de 950 nm

Une autre évolution du spectre en fonction de la polarisation concerne les longueurs d'onde situées à proximité de la pompe infrarouge et centrées autour de 950 nm. En fonction de l'orientation de la polarisation à 1064 nm, nous avons noté la présence d'un pic à 940 nm (cas à 90°), un élargissement autour de 970 nm (cas à 45° et 135°), ou aucun élargissement (cas à 0° et 180°). Ce phénomène, sensible à la polarisation, semble être du mélange à quatre ondes vectoriel. Pour confirmer cette hypothèse, nous avons modélisé cet effet en utilisant un code de calcul développé par Monsieur Alessandro Tonello. Ce code est basé sur la résolution de l'équation de Schrödinger non linéaire définie ci-dessous :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A + \sum_{n \geq 2} \beta_n \frac{i^{i+1}}{n!} \frac{\partial^n}{\partial T^n} A + i\gamma \cdot (1 - f_R) \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left(A(z, T) \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau) |A(z, T - \tau)|^2 d\tau \right)$$

(II.1)

Le coefficient α représentant les pertes linéiques de la fibre, β_n le $n^{\text{ième}}$ ordre du développement en série de Taylor de la constante de propagation et $R(t)$ la fonction qui inclut la contribution vibrationnelle de la réponse Raman et électronique de l'effet Kerr. Cette fonction peut s'écrire sous la forme suivante [31]:

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

Le coefficient f_R a une valeur proche de 0,18 d'après l'estimation de Mitschke et Mollenauer [32]. La fonction h_R définie ci-dessous permet d'obtenir la réponse Raman :

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2} \exp(-t/\tau_2) \sin(t/\tau_1) \quad (\text{II.3})$$

Pour une fibre en silice, les valeurs adéquates sont $\tau_1 = 12,2$ fs et $\tau_2 = 32$ fs [33]. Lors de l'utilisation du code, nous avons choisi de ne pas prendre en compte les effets de self-steepening, de diffusion Raman, d'autodécalage en fréquence des solitons, ni les pertes linéiques. Le programme prend en compte la décomposition de la puissance initiale sur les deux axes de polarisation de la fibre microstructurée. Les données concernant la dispersion chromatique du mode fondamental suivant les deux axes de polarisation ainsi que la surface effective du mode ($4,3 \mu\text{m}^2$ à 1064 nm) et la puissance d'entrée sont intégrées dans le programme. La longueur de fibre est de 0,5 m. Le dernier facteur que l'on peut ajuster est la valeur de la biréfringence de phase à la longueur d'onde de pompe. Pour les premières simulations, cette valeur est fixée à $4,1 \cdot 10^{-4}$. Dans ces conditions, nous avons testé trois configurations différentes :

- 1/ Toute la puissance est injectée sur l'un des deux axes de polarisation.
- 2/ Toute la puissance est injectée sur l'autre axe.
- 3/ La puissance est répartie de manière équitable sur les deux axes.

Pour obtenir la génération d'une onde autour de 970 nm, nous avons été obligés d'augmenter la valeur de la biréfringence de la fibre (d'un facteur 3,6) sans modifier le profil des courbes de dispersion. Dans ces conditions, seule la configuration du mélange paramétrique de type vectoriel permet l'obtention des raies Stokes et anti-Stokes respectivement centrées à 1175 et 970 nm (Figure II-17, spectres rouges). Aucune génération n'est obtenue en introduisant la puissance sur un seul axe de polarisation (Figure II-17, spectres bleus). Seules des instabilités de modulation autour de la pompe sont visibles dans ce cas.

Malgré la nécessité d'augmenter la valeur de la biréfringence, les résultats semblent être en bon accord avec les observations expérimentales. Il est à noter que plus la biréfringence est importante, plus l'écart en fréquence des raies Stokes et anti-Stokes engendrées par mélange à quatre ondes vectoriel est important. Cet effet a été largement décrit dans plusieurs publications [34] et permet de mettre en doute, dans notre cas, la valeur de la biréfringence que nous avons calculée à partir de l'image MEB d'une coupe transverse de la fibre, en utilisant un logiciel basé sur la méthode des éléments finis (logiciel Femlab/Comsol). Cette erreur de calcul peut être due à l'imprécision sur la mesure du profil de fibre ou à l'inhomogénéité longitudinale de la fibre.

Toutefois, il subsiste d'un point de vue expérimental une incohérence. En effet, pour une orientation du vecteur polarisation à 90° , c'est-à-dire suivant un axe neutre de la fibre, nous notons la présence d'un pic proche de 950 nm et dont le niveau de puissance est d'environ 10 dB inférieur aux autres radiations induites dans cette région. Ceci peut être expliqué par les mesures de l'état de polarisation, qui ont mis en lumière un taux de dépolarisation proche de 3 % pour l'onde de pompe infrarouge. Dans ces conditions, la génération d'un mélange paramétrique de type vectoriel reste possible, mais avec une efficacité moindre, comme observé expérimentalement.

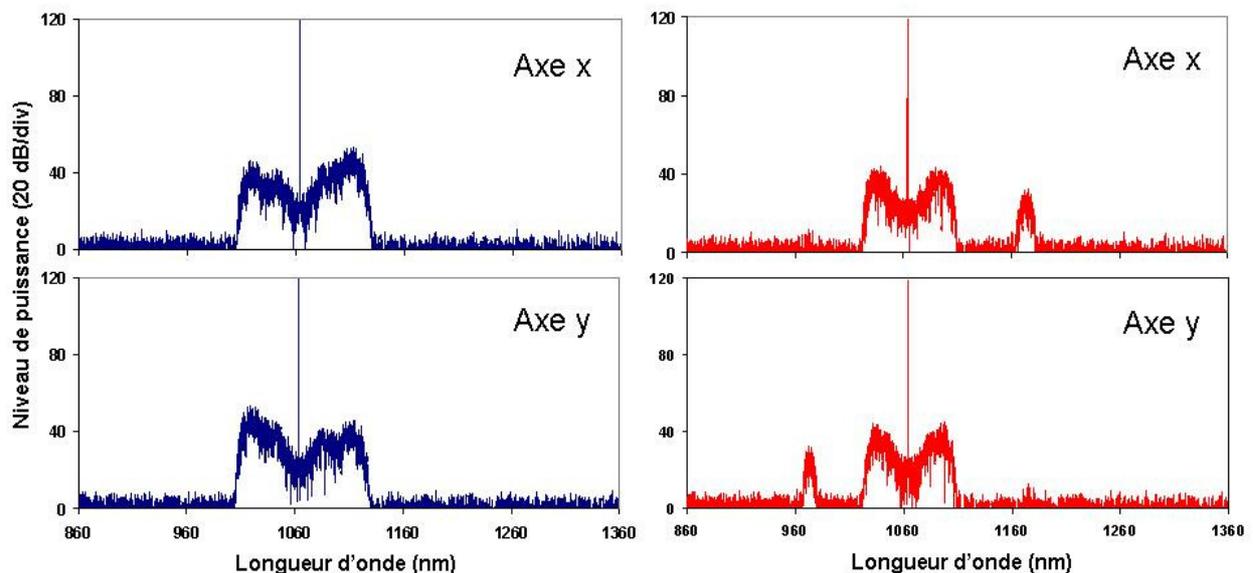


Figure II-17 : Spectres obtenus par calcul numérique dans une FMAS pompée à 1064 nm ; en bleu : excitation suivant chaque axe neutre ; en rouge : excitation à 45° des axes neutres et mise en évidence d'un effet de mélange à quatre ondes vectoriel (biréfringence de phase de la fibre à 1064 nm : $1,5 \cdot 10^{-3}$)

II.3.3.3. Etude de la polarisation - conclusion

Pour résumer, nous avons étudié l'impact de la polarisation des ondes de pompe sur l'élargissement spectral et sur l'état de polarisation des supercontinua en sortie de fibre. Tout d'abord, la fibre possède une biréfringence non négligeable supérieure à 4.10^{-4} à 1064 nm. Malgré cela, ce guide n'est pas considéré comme étant rigoureusement à maintien de polarisation à cause des inhomogénéités longitudinales induisant un taux de dépolarisation de 3 % à 1064 nm et de 30% à 532 nm. Dans le cas où l'orientation du vecteur polarisation des ondes de pompe coïncide avec celle d'un axe neutre, le spectre visible a une polarisation elliptique tandis que celui dans l'infrarouge conserve une polarisation quasi linéaire. Par ailleurs, l'orientation de la polarisation de l'onde verte n'influe pas de manière significative sur la dynamique de construction des continua à cause de la faible puissance véhiculée par cette radiation et de la dépolarisation que cette onde subit lors de la propagation. Seule l'orientation de la polarisation de l'onde de pompe infrarouge induit un affaiblissement de la densité spectrale de puissance du spectre infrarouge, lequel se répercute sur le profil du spectre visible à travers une diminution de l'étalement spectral vers les longueurs d'onde bleues. De manière plus anecdotique, un accord de phase de type vectoriel est à l'origine de l'apparition d'un groupe de radiations autour de 970 nm.

II.3.4. Influence du décalage temporel des impulsions en entrée de fibre

Nous avons émis l'hypothèse que le principal effet à l'origine de l'élargissement spectral dans le visible était la modulation de phase croisée. Selon cette hypothèse, l'extension du spectre dépend de la phase non linéaire introduite par une radiation sur une autre. Ce paramètre de phase dépend de la différence de vitesse entre les radiations, mais également de la position relative de départ des deux impulsions. Le décalage temporel entre les impulsions de pompe, avant leur injection dans le milieu, est donc un facteur important. Ainsi, il est possible de favoriser la génération de fréquences soit vers les hautes soit vers les basses fréquences [35]. Schreiber *et al.* ont montré l'influence de ce décalage temporel sur la génération de supercontinuum visible en régime femtoseconde [13]. Dans notre cas, les impulsions de pompe sont beaucoup plus larges (~ 650 ps) et sont temporellement découpées

par les effets solitoniques. Par conséquent, un décalage initial minime pourrait avoir une influence sur le profil du spectre.

II.3.4.1. Montage expérimental

Dans la suite de nos expériences, nous avons utilisé une autre source laser. Nous avons substitué le laser *DualChip* (émission à 532 et 1064 nm) par un laser émettant à 1064 nm des impulsions sub-nanoseconde de durée proche de 650 ps à une fréquence de répétition de 12,5 kHz. La puissance crête des impulsions est de 25 kW, ce qui donne une valeur de puissance moyenne proche de 200 mW. Pour l'obtention du second harmonique, on focalise le faisceau infrarouge à l'aide d'une lentille convergente dans un cristal de PPLN (cristal de niobate de lithium avec inversion périodique des domaines ferroélectriques). Celui-ci est placé dans un four dont nous avons choisi la température adéquate ($\sim 52,7$ °C) pour avoir le maximum d'efficacité de conversion au second harmonique. Nous obtenons en sortie du cristal $\sim 41\%$ de conversion. Nous remplaçons une lentille après le cristal non linéaire de manière à collimater les deux faisceaux (1064 et 532 nm). Comme dans le montage précédent, les deux radiations sont séparées par un miroir et chaque faisceau se propage sur un bras du montage. Plusieurs éléments optiques permettent de modifier la puissance et l'orientation de la polarisation linéaire de chaque radiation. Nous avons rajouté une ligne à retard sur chacun des bras afin de contrôler la position relative des deux ondes de pompe avant l'injection dans la fibre. Ces lignes sont composées d'un prisme de BK7 monté sur un déplacement micrométrique motorisé. Nous avons réglé le montage de manière à conserver un alignement stable du faisceau en sortie des prismes, pour ne pas modifier le couplage dans la fibre lors de l'actionnement du système de retard. Aucun effet non linéaire n'est observé durant la propagation dans les prismes. A l'aide d'une photodiode et d'un oscilloscope rapide, nous contrôlons le retard introduit entre les deux bras de propagation. On recombine alors les deux faisceaux avec un miroir dichroïque puis on les injecte dans une fibre optique microstructurée. La fibre utilisée est la même que précédemment (FMAS_1104) mais correspond à un autre tronçon de la bobine. Sa longueur est proche de 3,5 m. La Figure II-18 montre une photographie du montage. Le chemin parcouru par l'onde de pompe infrarouge (1064 nm) est synthétisé en rouge tandis que l'onde de pompe verte (532 nm) est dans sa couleur naturelle.

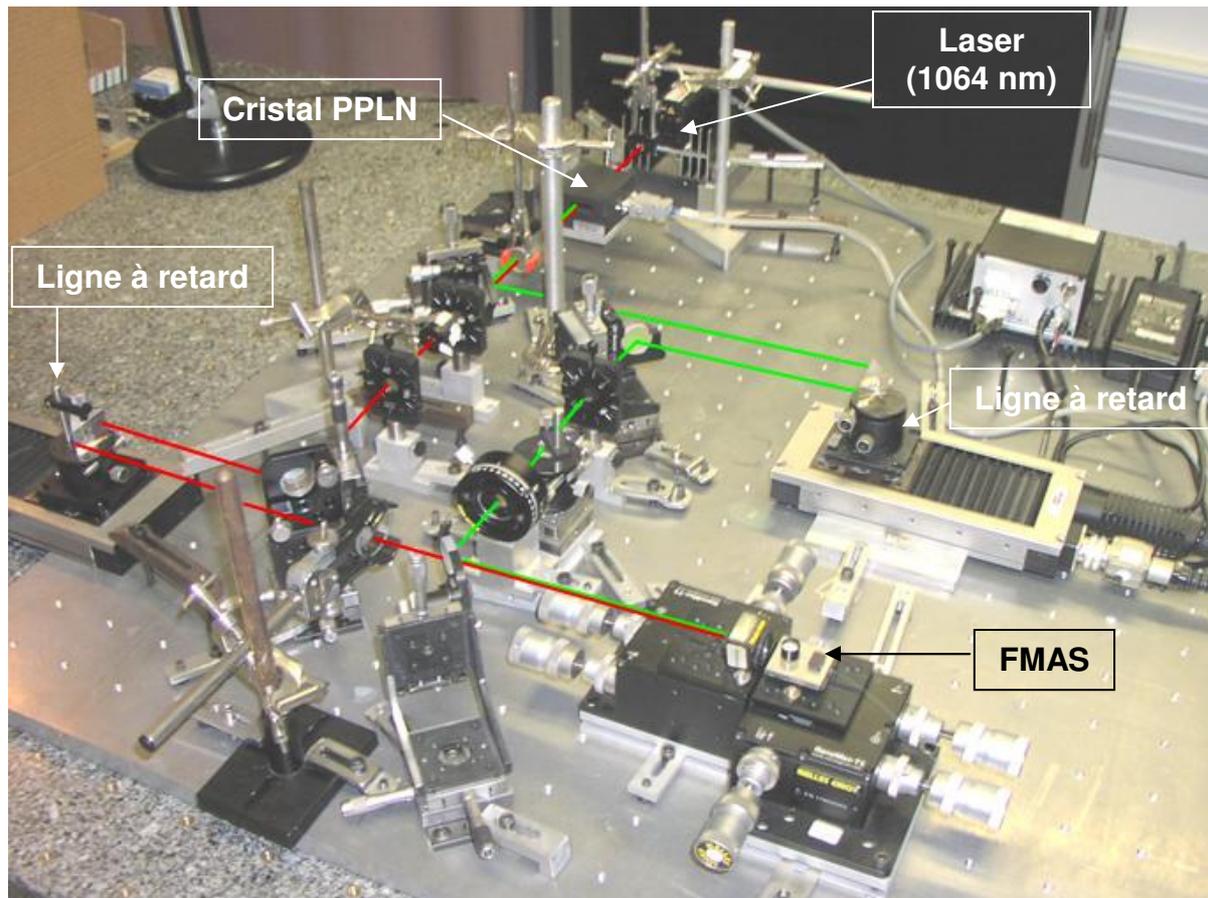


Figure II-18 : Photographie du montage expérimental comportant une ligne à retard sur chacun des bras de propagation

II.3.4.2. Retard de l'impulsion infrarouge

Dans un premier temps, nous avons retardé l'impulsion infrarouge par rapport à la pompe verte. Notons que pour une propagation dans 3,5 m de la fibre microstructurée utilisée, l'impulsion infrarouge arrive en premier en sortie de fibre avec un décalage d'environ 130 ps par rapport à l'impulsion de second harmonique (soit un cinquième de la largeur des impulsions). Ci-après est donné le retard introduit entre les deux impulsions en fonction de la différence de marche entre les deux bras :

Différence de marche (cm)	Décalage temporel (ps)
4	133
6	200
8	266
10	333
12	400
14	466
16	533
18	600
20	666

Sur la Figure II-19 est présentée l'évolution du spectre en fonction du retard imposé sur l'impulsion infrarouge par rapport à l'impulsion verte. Les modulations rapides du tracé du spectre correspondent ici aux instabilités de la source laser. Toutefois, cela ne modifie en rien les élargissements spectraux observés.

Nous n'avons constaté aucune variation significative du profil spectral pour un décalage inférieur à 200 ps (6 cm). Pour un décalage supérieur à 300 ps, nous notons une diminution progressive du niveau de puissance du spectre visible ainsi qu'un léger rétrécissement de sa bande spectrale. Avec un décalage supérieur, de l'ordre de la durée d'impulsion (largeur à mi-hauteur ~ 650 ps), seules les ailes des deux impulsions se recouvrent. Le profil du spectre visible est alors davantage affecté en niveau de puissance (diminution de 10 dB).

Comme on pouvait s'y attendre, l'impact du retard sur l'élargissement spectral dans le domaine visible est beaucoup moins critique en régime nanoseconde que dans le cas des expériences en régime femtoseconde relatées par Schreiber [13]. Cela est principalement dû à la durée importante de l'impulsion (650 ps) vis-à-vis de la différence de temps de groupe, entre les longueurs d'onde infrarouges et visibles (130 ps), induite par la propagation dans la fibre. Ainsi, le recouvrement entre les radiations évolue très faiblement au cours de la propagation dans la fibre. Aucune pré-compensation temporelle ne peut alors améliorer le recouvrement de manière significative. Par ailleurs, la découpe temporelle de l'impulsion infrarouge en multiples solitons lors de la propagation entraîne une multitude de recouvrements temporels avec l'impulsion de pompe verte et donc ne change en rien le phénomène d'élargissement spectral.

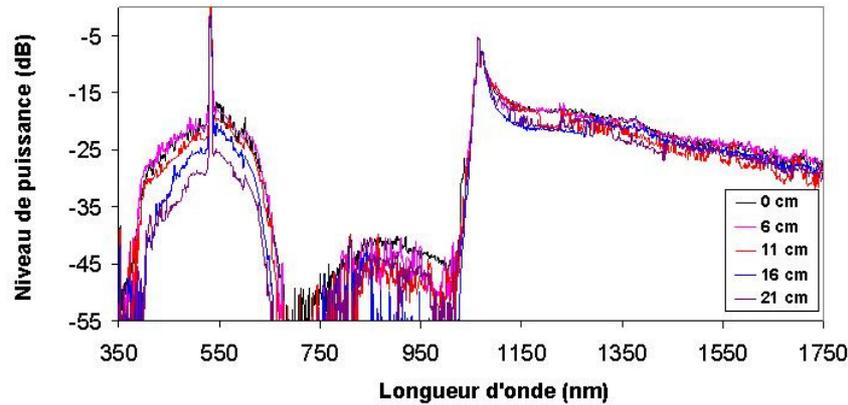


Figure II-19 : Evolution du spectre en fonction du retard imposé sur le bras de propagation de l'impulsion infrarouge

II.3.4.3. Retard de l'impulsion verte

Dans un second temps, nous avons réalisé la même opération en retardant l'impulsion verte. De manière analogue, aucune modification du continuum dans le domaine infrarouge, en fonction du retard, n'est observée sur la Figure II-20. Seul le spectre visible est affecté pour un décalage supérieur à 250 ps. Un affaiblissement de 6 dB est ainsi obtenu pour un décalage temporel d'environ 600 ps. Cet affaiblissement provient de la diminution du recouvrement entre les ondes infrarouges et visibles. Seules les ailes des impulsions interagissent, ce qui diminue la densité spectrale de puissance du spectre visible.

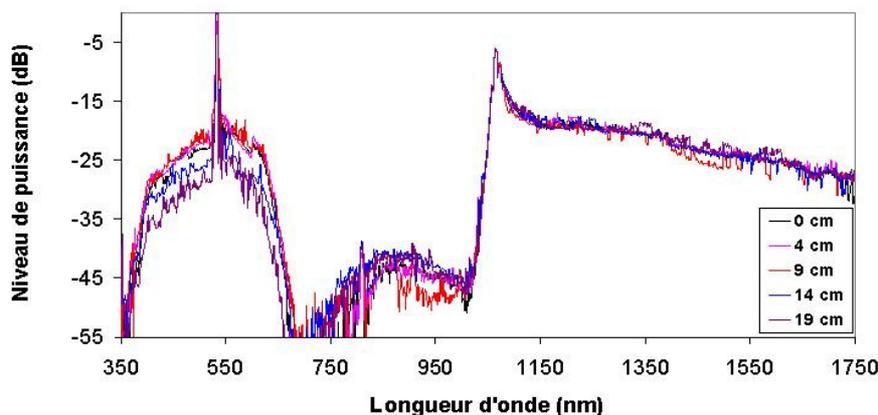


Figure II-20 : Evolution du spectre en fonction du retard imposé sur le bras de propagation de l'impulsion verte

Au vu des résultats précédents, nous pouvons dire que seul l'élargissement spectral dans la région du visible est affecté par un décalage temporel entre les impulsions de pompe à 532 et 1064 nm. Ce décalage se traduit par un affaiblissement de la densité spectrale de puissance du continuum visible et, à l'inverse, aucune amélioration significative du niveau de puissance n'est possible. Ceci est clairement dû à la faible longueur de fibre utilisée, qui n'introduit aucun effet notable de la différence de temps de groupe (130 ps), celle-ci restant dans tous les cas faible par rapport à la durée des impulsions (650 ps).

Théoriquement, la mise en place d'un retard de 65 ps sur l'impulsion infrarouge, pour pré-compenser la différence de temps de groupe obtenue sur 3,5 m de propagation (130 ps), pourrait favoriser l'interaction temporelle. Néanmoins, aucun effet d'amélioration significatif n'a été observé pour cette valeur de décalage. Dans notre cas, tout effet de décalage temporel inférieur à 200 ps entre les impulsions a un impact minime sur l'élargissement du spectre visible.

II.4. Modélisation du phénomène d'élargissement spectral

Après ces études expérimentales et dans le but de mieux appréhender les phénomènes liés aux élargissements spectraux, nous avons utilisé un logiciel de simulation (*Fiberdesk*) permettant de modéliser la propagation linéaire et non linéaire d'une impulsion à l'intérieur d'une fibre optique microstructurée. Ce modèle numérique est basé sur la résolution de l'équation non linéaire de Schrödinger. Ce programme de simulation n'a pas été développé au sein du laboratoire mais a été acquis de manière commerciale. Il nous a donc été impossible d'accéder au code de calcul. Seuls les paramètres d'entrée ont pu être modifiés.

II.4.1. Présentation du logiciel

La Figure II-21 montre l'interface graphique du logiciel utilisé. Sur la gauche de la fenêtre, nous pouvons rentrer les paramètres de propagation linéaire dans le guide. La prise en

compte de la dispersion chromatique est réalisée soit en rentrant les valeurs des coefficients du développement en série de Taylor de la constante de propagation, soit à partir d'une structure idéale de fibre microstructurée air-silice en indiquant le diamètre des trous d'air d et l'espacement entre les trous Λ . Le profil de l'impulsion de pompe est déterminé dans la fenêtre « *create pulse* » (Figure II-22), dans laquelle on entre les différents paramètres caractérisant l'impulsion.

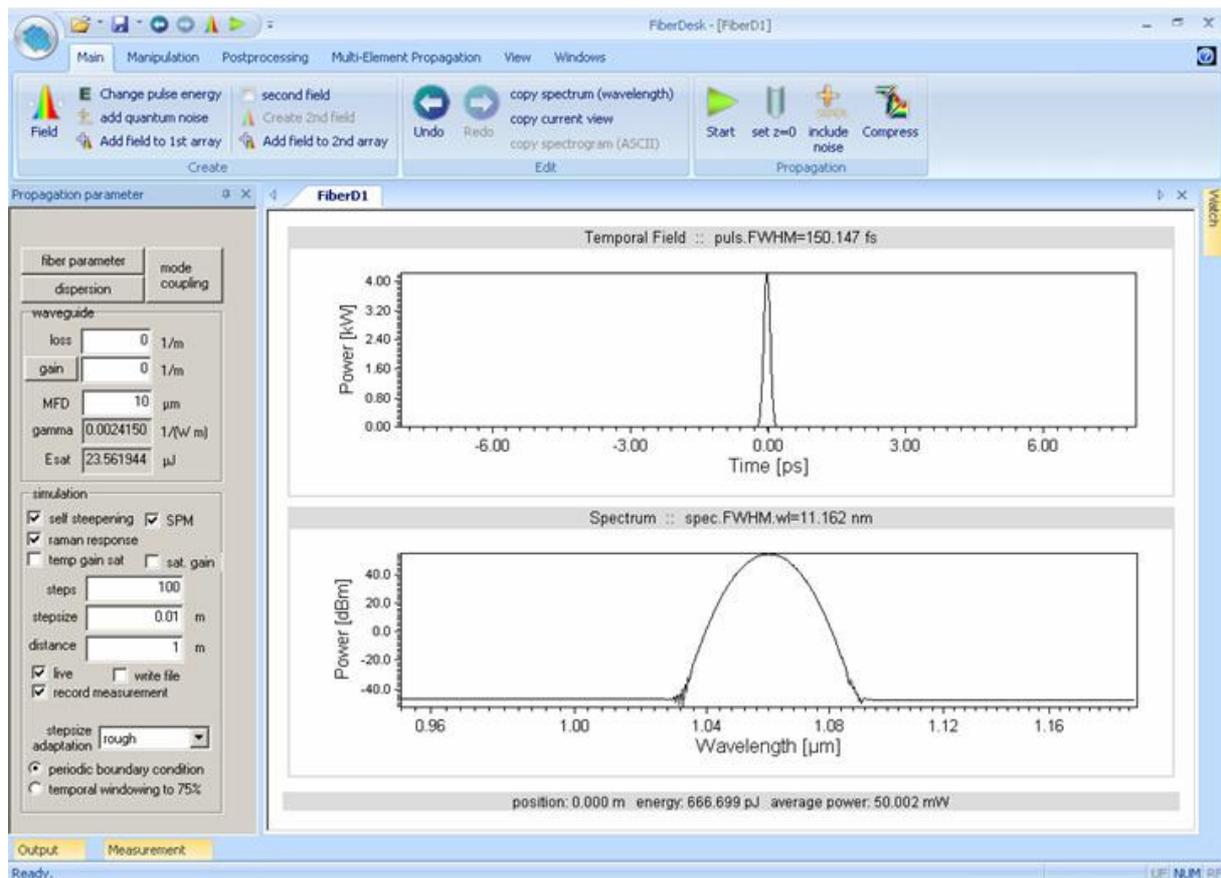


Figure II-21 : Interface graphique du logiciel *Fiberdesk* comprenant sur la gauche les paramètres de propagation, au centre la visualisation de l'évolution temporelle et spectrale de l'impulsion et en haut les différents menus complémentaires

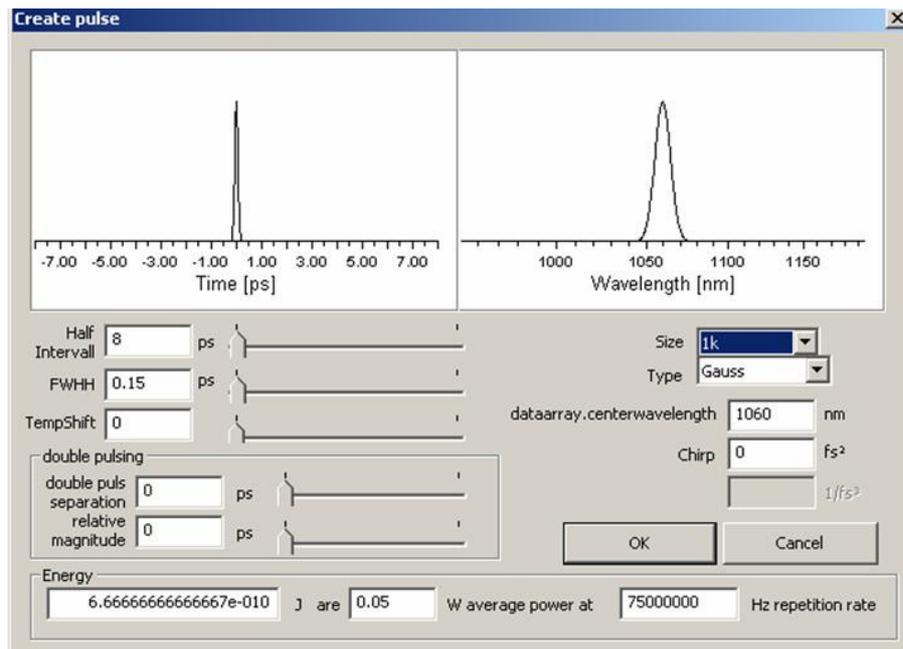


Figure II-22 : Fenêtre de saisie des caractéristiques de l'impulsion d'entrée

Le calcul est réalisé à partir de l'équation de Schrödinger non linéaire en utilisant la méthode dite de « Split-Step Fourier ». Ce logiciel de simulation a notamment été utilisé dans plusieurs travaux de recherche publiés récemment [13, 36-40].

II.4.2. Paramètres de simulation

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à entrer les paramètres de dispersion de notre fibre. Deux méthodes sont possibles pour entrer ces données dans le logiciel.

La première consiste à calculer les coefficients « bêta » de la décomposition en série de Taylor de la constante de propagation du mode fondamental, autour d'une longueur d'onde donnée et de les entrer dans le programme. Pour cela, nous avons tracé l'évolution de l'indice effectif donnée par le logiciel *Femlab* (méthode des éléments finis) en fonction de la pulsation. Le calcul de l'indice effectif est réalisé à partir d'une image MEB de la face transverse de notre fibre. Nous avons approché les points de calcul par un polynôme d'ordre 18 et réalisé des dérivées successives pour obtenir les coefficients β_m à la longueur d'onde de

1060 nm par la relation $\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0}$ ($m = 3, 4, \dots, 10$) en partant

de $\beta_2 = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right)$. Par la suite, nous avons saisi ces paramètres dans le logiciel de

simulation qui a recréé la courbe de dispersion. Le résultat est représenté sur la Figure II-23 (courbe noire). Nous avons comparé cette courbe avec celle calculée par le logiciel Femlab (courbe rouge) à partir de la structure réelle de la fibre. Nous pouvons constater une très bonne concordance dans le domaine infrarouge. Cependant, des écarts très importants sont visibles pour les longueurs d'onde inférieures à 800 nm.

La seconde méthode consiste à calculer, avec le logiciel *Fiberdesk*, la courbe de dispersion d'une structure de fibre idéale. Cette méthode, démontrée par Saitoh *et al.*[41], permet de calculer la dispersion chromatique à partir d'expressions mathématiques prenant en compte les paramètres d (diamètre des trous d'air) et Λ (espacement entre trous). Par cette méthode, nous avons calculé la courbe de dispersion pour les paramètres $d = 1,4 \mu\text{m}$ et $\Lambda = 2 \mu\text{m}$ (voir Figure II-23, courbe bleue). La courbe obtenue est très différente de celles déjà tracées. La longueur d'onde d'annulation de la dispersion est décalée de 15 nm en dessous de la position donnée par les autres courbes. De plus les pentes sont très différentes.

A partir de ces constatations, à défaut de pouvoir prendre en compte la courbe de dispersion chromatique issue du profil réel de la fibre, nous avons choisi de réaliser les simulations en utilisant la courbe bleue, calculée par la méthode de Saitoh pour une structure idéale. Dans ces conditions, il est évident que le processus de construction du continuum ne pourra être étudié que de manière qualitative.

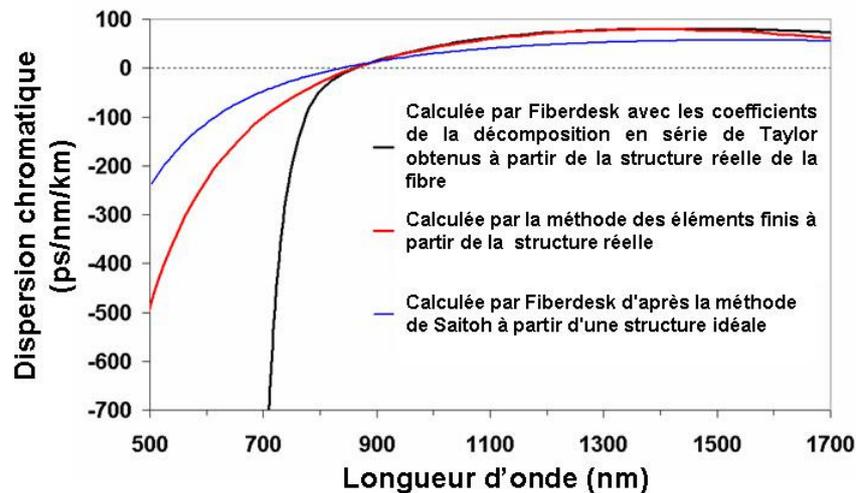


Figure II-23 : Courbes de dispersion chromatique du mode fondamental d'une fibre microstructurée calculées par différentes méthodes

Dans un second temps, il a fallu entrer les autres paramètres nécessaires pour la propagation d'une impulsion dans la fibre. Nous avons négligé les pertes de propagation et fixé l'indice de réfraction non linéaire du matériau n_2 à $3,2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ (valeur haute de l'indice non linéaire de la silice). Le diamètre du champ du mode fondamental a été fixé à $2,2 \mu\text{m}$, ce qui donne une valeur de coefficient non linéaire proche de $0,052 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ à 800 nm . Dans les simulations, nous prenons en compte les effets non linéaires d'autoraidissement, d'automodulation de phase, de modulation de phase croisée et de mélange à quatre ondes, ainsi que la diffusion Raman. Les effets de biréfringence ne sont pas pris en compte ; nous considérons alors que la propagation s'effectue sur un seul axe de polarisation de la fibre. Enfin, nous superposons à l'impulsion de pompe un signal de bruit pour se rapprocher des conditions expérimentales.

Concernant les caractéristiques de l'impulsion, nous nous sommes éloignés des conditions expérimentales. En effet, nous avons considéré une impulsion de forme sécante hyperbolique, de largeur temporelle 1 ps (largeur à mi hauteur). La puissance crête utilisée (900 W) est proche de celle relevée expérimentalement. Le choix de la durée de l'impulsion est guidé par des problèmes de capacité de mémoire et de temps de calcul. En effet, nous souhaitons analyser la génération d'un spectre sur une bande proche de 1500 nm avec une impulsion de départ qui a une durée de 650 ps et donc une largeur spectrale d'environ $3,2 \text{ pm}$. Pour décrire précisément le profil du spectre de cette impulsion (10 points par impulsion) tout en préservant la bande spectrale d'analyse, il ne faut pas moins de 4,7 millions d'échantillons. Le

programme étant basé sur des allers-retours entre l'espace des temps et l'espace des fréquences, il faut également décrire, de manière précise, le plus petit élément temporel. Le but est de pouvoir également décrire les propagations de type soliton qui engendrent des impulsions de l'ordre de la dizaine de femtosecondes. Ainsi, la propagation d'une impulsion longue dans une fibre de quelques mètres, par pas sub-millimétriques et allers-retours temps-fréquence systématiques, induit un temps de calcul et une capacité mémoire considérables. Il est à noter que les descriptions numériques actuellement publiées sont pour la plupart en régime femtoseconde (quelques unes en régime picoseconde), ce qui diminue de manière importante le nombre d'échantillons nécessaire. Ces calculs numériques ont permis d'obtenir d'excellents résultats afin de comprendre les différents mécanismes non linéaires mis en jeu [18]. A partir de ce constat, nous avons décidé d'introduire un facteur d'échelle important au niveau de la durée des impulsions, le but étant dans cette partie de montrer qualitativement le processus de génération du supercontinuum en utilisant un double pompage infrarouge/visible.

II.4.3. Résultats obtenus pour un pompage unique à 1064 nm

Dans un premier temps, les simulations ont été effectuées pour un pompage unique à 1064 nm dans une fibre microstructurée idéale, possédant les caractéristiques précédemment énoncées. Le but est de retrouver l'élargissement spectral mesuré dans l'infrarouge. Sur la Figure II-24 est présentée l'évolution temporelle et spectrale de l'impulsion en fonction de la distance de propagation.

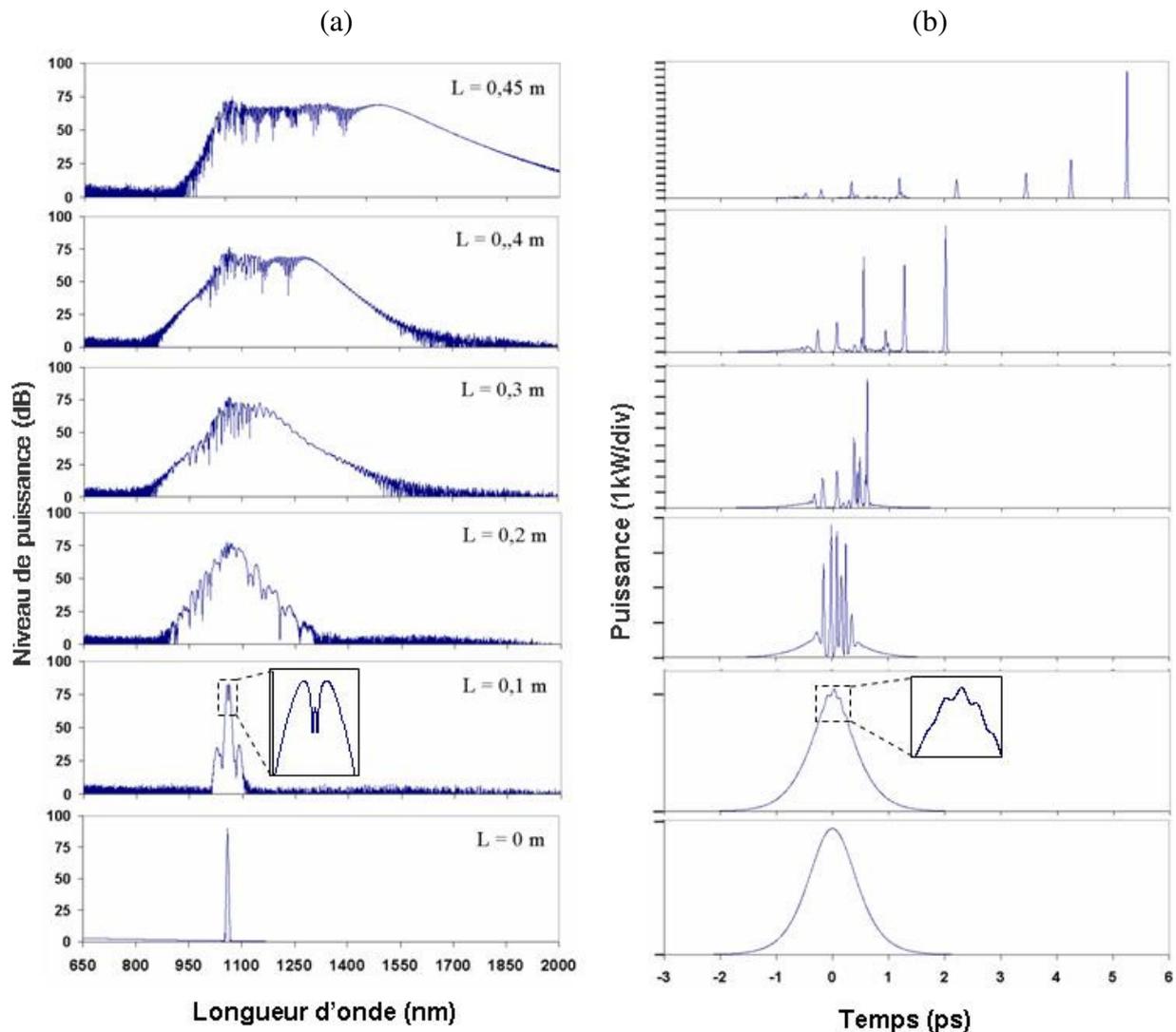


Figure II-24 : Evolutions spectrale (a) et temporelle (b) d'une impulsion à 1064 nm (durée 1 ps, puissance crête 900 W) se propageant dans une fibre microstructurée idéale ($d = 1,4 \mu\text{m}$, $\Lambda = 2 \mu\text{m}$)

Nous pouvons voir après une dizaine de centimètres de propagation l'apparition de pics entourant la pompe dans le domaine spectral. En parallèle dans le domaine temporel, nous observons une modulation de l'enveloppe de l'impulsion. Ces observations montrent la signature de l'effet d'instabilité de modulation. Il est à noter la présence de l'effet d'automodulation de phase, comme nous pouvons le voir dans l'encart du spectre à $L = 0,1 \text{ m}$. Puis la modulation de l'enveloppe temporelle s'accroît au cours de la propagation, entraînant l'explosion de l'impulsion d'origine en une multitude de sous impulsions. Ces sous impulsions de largeur temporelle de quelques dizaines de femtosecondes, se trouvant en

régime de dispersion anormal, évoluent rapidement vers une propagation soliton. Par l'effet d'autodécalage en fréquence des solitons, nous constatons une extension progressive du spectre vers les hautes longueurs d'onde, au cours de la propagation. Après 0,45 m, l'élargissement spectral s'étend sur plus de 500 nm. D'un point de vue temporel, nous constatons la séparation des solitons au cours de la propagation. Cette séparation est induite par la différence de vitesse de groupe entre ces sous impulsions. Ce décalage à la fois temporel et fréquentiel se visualise bien sur le spectrogramme de la Figure II-25, obtenu à $L = 0,45$ m. Ce tracé a l'avantage de montrer la dynamique d'un point de vue temporel et spectral.

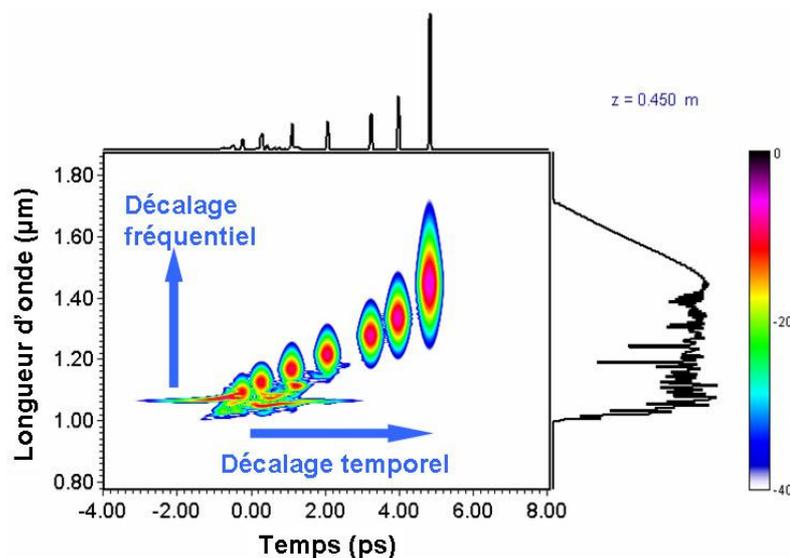


Figure II-25 : Spectrogramme obtenu après 0,45 m de propagation de l'impulsion infrarouge, correspondant au dernier tracé de la Figure II-24

Malgré les hypothèses de départ, qui sont assez éloignées des conditions réelles, nous pouvons confronter l'évolution spectrale de l'impulsion source, observée expérimentalement, aux calculs numériques.

Nous pouvons noter que les premiers effets induisant un élargissement spectral sont l'automodulation de phase et les instabilités de modulation. Les mêmes observations ont été réalisées et montrées de manière expérimentale. Par la suite, on peut constater l'explosion temporelle de l'impulsion source en une multitude de solitons qui se propagent séparément. Ceci a pour conséquence d'induire un élargissement spectral en fin de fibre. Dans le cas réel, l'ensemble de l'impulsion sub-nanoseconde explose temporellement. Du fait d'une largeur

plus importante de l'impulsion source, on peut penser que nous obtenons une superposition d'un grand nombre de sous impulsions pouvant interagir par l'intermédiaire de la modulation de phase croisée et potentiellement par effets paramétriques. Cependant, nous pouvons conclure que la dynamique globale de l'évolution spectrale et temporelle observée ici est similaire à celle obtenue expérimentalement en régime nanoseconde.

II.4.4. Résultats obtenus pour un double pompage 1064/532 nm

Après avoir confirmé par le calcul numérique le processus de génération de supercontinuum dans l'infrarouge et sachant que son évolution globale est quasi indépendante de la pompe verte, nous avons essayé de retrouver les résultats expérimentaux présentés précédemment sur la génération d'un continuum visible. Lors de nos simulations, les paramètres de la fibre et de l'impulsion infrarouge restent les mêmes. L'impulsion verte possède une largeur temporelle de 1 ps et une puissance crête de 120 W. Cette puissance est beaucoup plus faible que celle de l'impulsion infrarouge dans le but de respecter le déséquilibre fixé lors des expérimentations. Pour des impulsions aussi courtes et du fait de la grande différence de vitesse de groupe entre les longueurs d'onde 1064 et 532 nm, les impulsions sont rapidement séparées temporellement. Pour palier ce comportement, nous propageons, dans un premier temps, seulement l'impulsion à 1064 nm. Puis, lorsque le régime solitonique se met en place, nous ajoutons l'impulsion à 532 nm. Nous faisons propager ensuite les deux impulsions dans la fibre optique microstructurée. Une augmentation de la puissance de pompe combinée à l'utilisation d'une fibre plus courte (pour diminuer la différence de temps de groupe) n'a pas été possible à cause d'artéfacts numériques.

Les spectres obtenus sont présentés Figure II-26. Le comportement dans la région infrarouge est similaire à celui observé dans le cas d'un pompage simple à 1064 nm. L'ajout de l'impulsion verte est réalisé après 0,190 m de propagation. Nous pouvons visualiser sur la Figure II-26 l'évolution du spectre après 0,230 m de propagation. Nous constatons un élargissement autour de l'impulsion verte dû à l'effet d'automodulation de phase. Après une propagation plus importante ($L = 0,310$ m), nous notons tout d'abord l'apparition d'un élargissement vers les longueurs d'onde rouges à partir de l'onde de pompe verte. Dans un second temps, pour une extension plus importante du spectre infrarouge, nous observons

l'apparition de radiations en dessous de 532 nm. Pour une propagation de 0,36 m, nous constatons un réel élargissement du côté des longueurs d'onde bleues dans le domaine visible, permettant la formation d'un continuum.

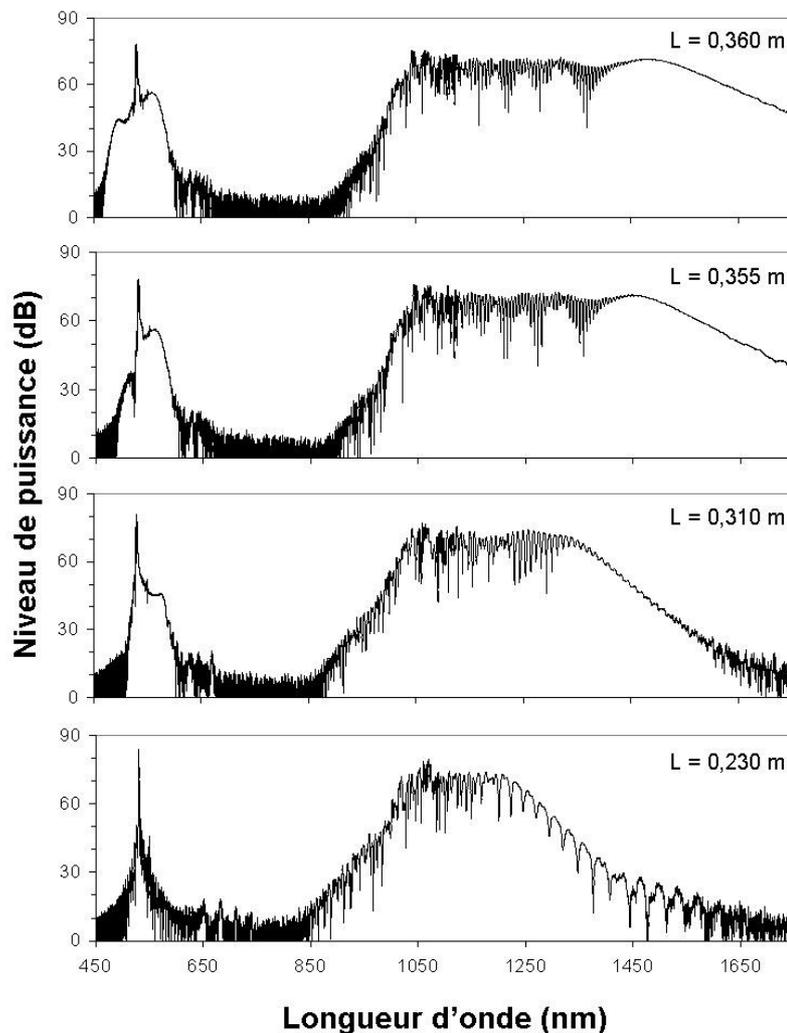


Figure II-26 : Evolution du spectre lors de la propagation de deux impulsions à 532 et 1064 nm (durée 1 ps, puissance crête 120 et 900 W respectivement) dans une fibre microstructurée idéale ($d = 1,4 \mu\text{m}$, $A = 2 \mu\text{m}$)

Les spectres présentés Figure II-26 sont très proches des observations expérimentales réalisées dans des conditions différentes de propagation, tant au niveau de la durée des impulsions d'entrée que de la longueur de la fibre ou encore de la dispersion. Toutefois, la même évolution qualitative du spectre est obtenue.

De plus, il est possible de visualiser, à partir des spectrogrammes de la Figure II-27, l'évolution temporelle des ondes de pompe et plus particulièrement l'interaction (ou recouvrement) temporelle des deux impulsions.

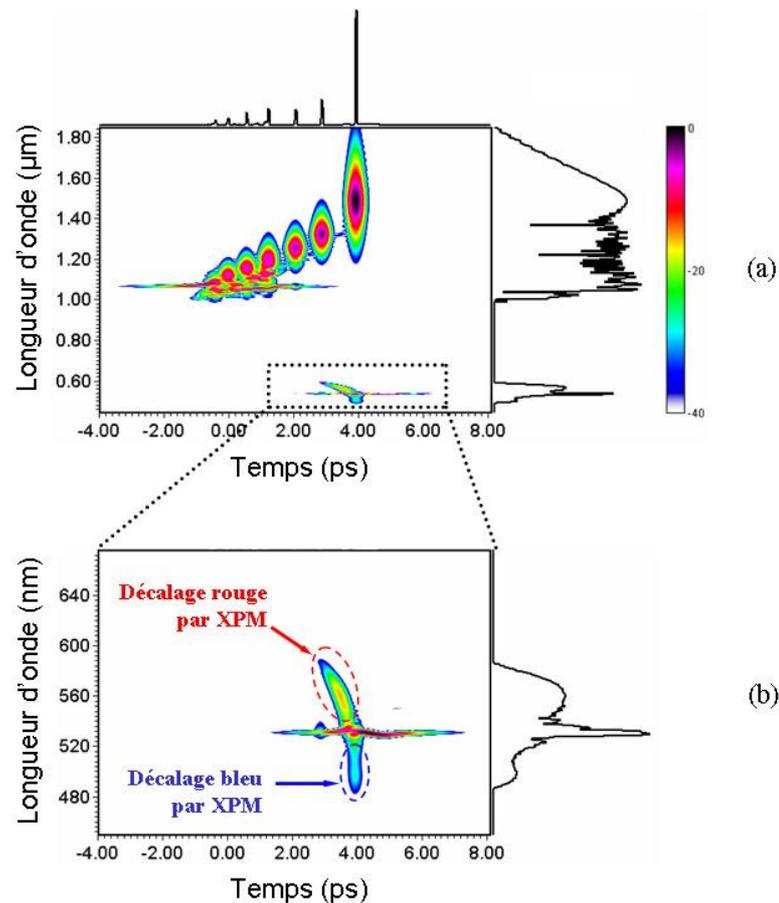


Figure II-27 : Spectrogrammes obtenus après 0,36 m de propagation des impulsions verte et infrarouge, correspondant au dernier tracé de la Figure II-26 ;

(a) spectre total ; (b) zoom sur le spectre visible

Afin de compléter cette étude numérique, nous avons réalisé les mêmes simulations que précédemment mais en occultant, dans le programme, l'effet de modulation de phase croisée. La courbe obtenue pour une distance de propagation de 0,36 m est montrée sur la Figure II-28. Nous constatons clairement la même évolution du spectre infrarouge mais avec l'absence de tout élargissement autour de 532 nm. Ce comportement confirme donc le rôle joué par la modulation de phase croisée dans la mise en place du continuum visible.

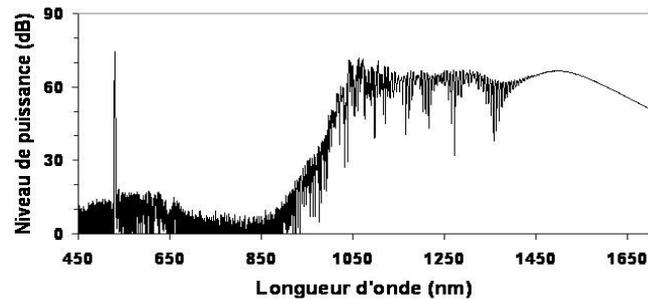


Figure II-28 : Spectre obtenu après 0,36 m de propagation des impulsions verte et infrarouge sans prise en compte de l'effet de modulation de phase croisée

II.4.5. Modélisation du phénomène - conclusion

Le but de cette approche numérique était de confirmer qualitativement l'implication de certains effets non linéaires dans la construction des continua infrarouge et visible. A cause de problèmes liés à la capacité de calcul des ordinateurs et à la présence d'artéfacts numériques provenant de la faible résolution des profils spectraux et temporels, nous avons été obligés de procéder à des approximations sur la durée des impulsions d'entrée et sur la longueur de propagation. Malgré cela, nous pouvons affirmer que la construction du spectre infrarouge est indépendante de celle du spectre visible et que son évolution est principalement due à la combinaison d'effets solitoniques multiples. Le phénomène est en très bon accord avec nos analyses expérimentales. L'évolution du spectre visible est, quant à elle, directement liée à la modulation de phase croisée induite par le spectre infrarouge sur l'onde de pompe verte. Ceci confirme notre première analyse et permet d'affirmer que la puissance de pompe à 532 nm influence seulement sur la densité spectrale de puissance du spectre visible. La largeur spectrale est donc fixée par les conditions de propagation des ondes infrarouges par rapport à l'onde de pompe verte.

Même si nous avons pu obtenir des résultats numériques en bon accord avec l'expérience, il paraît très difficile de se fier uniquement aux résultats donnés par *Fiberdesk*. En effet, plusieurs artéfacts, liés à la puissance de pompe ou à une durée d'impulsion trop grande, ont été diagnostiqués. Néanmoins, la possibilité de prendre en compte ou non l'impact d'un ou plusieurs effets non linéaires permet de réaliser une excellente analyse du processus d'élargissement spectral.

II.5. Observation de l'évolution de l'enveloppe temporelle de l'impulsion infrarouge

Comme on l'a vu précédemment, le continuum infrarouge est dû à la propagation de solitons issus de l'impulsion à 1064 nm. Cette propagation induit alors un découpage temporel complexe de la partie centrale de l'impulsion infrarouge d'entrée. Cette modulation est alors imprimée par modulation de phase croisée sur l'impulsion d'entrée à 532 nm [15]. Les solitons, de largeur temporelle de l'ordre de la femtoseconde, ne peuvent être mesurés, dans le domaine temporel, que par des techniques de caractérisation d'impulsions brèves utilisant, par exemple, l'interférométrie spectrale. Ne possédant pas ce genre d'outils d'analyse, nous avons utilisé une photodiode rapide, pour visualiser temporellement la forme de l'impulsion à différentes longueurs d'onde infrarouges, couplée à un oscilloscope séquentiel (Tektronix CSA 8000) de 55 GHz de bande. Le système a une résolution temporelle de l'ordre de 20 ps. L'oscilloscope est déclenché grâce à un trigger qui détecte l'impulsion laser avant son analyse. Nous aurons donc accès uniquement à la forme de l'enveloppe de l'impulsion sub-nanoseconde à caractériser. Afin de réaliser une analyse à différentes longueurs d'onde, nous avons envoyé le faisceau infrarouge collimaté sur un réseau de diffraction monté sur une rotation (Figure II-29). Puis à l'aide d'une fente nous avons sélectionné spatialement la longueur d'onde à laquelle nous souhaitons faire l'analyse. Pour bien vérifier la valeur de la longueur d'onde centrale détectée par la photodiode, une fibre optique multimode 50/125 est collée sur le dessus de la photodiode. Par un simple déplacement vertical du détecteur, le faisceau est collecté par la fibre optique reliée à un analyseur de spectre optique. Après vérification de la longueur d'onde centrale du signal, l'analyse temporelle est réalisée. Par ailleurs, la détection n'a eu lieu que dans la région infrarouge puisque la photodiode n'est nullement sensible aux longueurs d'onde visibles. Toutes les mesures de l'étude sont effectuées sur le banc de manipulation présenté Figure II-18.

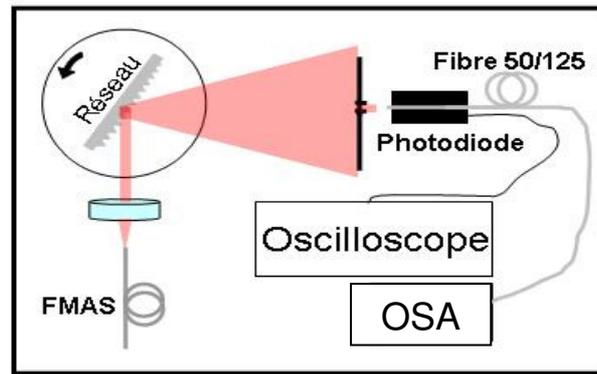


Figure II-29 : Montage expérimental de caractérisation temporelle de l'impulsion infrarouge

Dans un premier temps, nous avons étudié l'évolution de l'enveloppe temporelle de l'impulsion, à la longueur d'onde de pompe (1064 nm), en entrée et en sortie de la fibre microstructurée, dont les deux tracés sont superposés Figure II-30(a). En entrée de fibre, une durée à mi-hauteur de 650 ps est mesurée pour l'impulsion délivrée par le laser, ce qui est en bon accord avec la caractéristique donnée par le constructeur. En sortie de fibre, nous avons alors constaté un changement du profil de l'impulsion. En effet, cette dernière est entièrement déplétée, l'énergie restante étant localisée dans ses ailes. Cette observation indique que la majeure partie de la puissance à 1064 nm est utilisée pour la génération de nouvelles fréquences infrarouges. Un zoom de l'impulsion déplétée est montré sur la Figure II-30(b). On peut noter une certaine inhomogénéité du profil de l'impulsion de pompe après propagation dans la fibre.

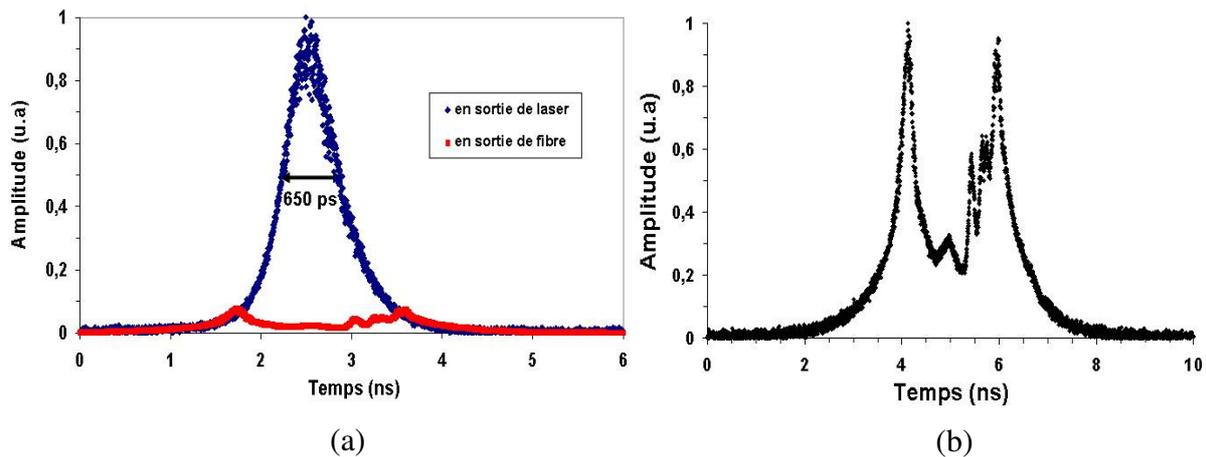


Figure II-30 : (a) Enveloppe temporelle de l'impulsion à 1064 nm en entrée et en sortie de fibre microstructurée ; (b) zoom de l'impulsion déplétée à 1064 nm en sortie de fibre

Dans un second temps, nous avons étudié le profil de l'enveloppe de l'impulsion à différentes longueurs d'onde (1168, 1269, 1352, 1445, 1557 et 1624 nm) dont les tracés sont exposés sur la Figure II-31. Toutes les courbes sont normalisées en amplitude. Tout d'abord, à la vue des relevés, on peut noter une certaine dissymétrie de l'enveloppe aux différentes longueurs d'onde ; le front de montée de chaque impulsion est plus raide que le front descendant. Ce phénomène peut être expliqué par la différence de vitesse de propagation des solitons. En effet, les solitons les plus rapides sont créés au centre de l'impulsion nanoseconde et se décalent vers le front avant de celle-ci. En outre, on note que l'enveloppe de l'impulsion est de plus en plus étroite et semble être de moins en moins déplétée avec l'augmentation du décalage en longueur d'onde. Les dernières observations montrent que les fréquences les plus décalées dans l'infrarouge sont générées principalement par le sommet de l'impulsion.

Cette rapide étude de l'enveloppe de l'impulsion constituant le spectre infrarouge, nous a montré la déplétion de l'onde de pompe à 1064 nm au profit de nouvelles longueurs d'onde. L'information sur la durée de l'enveloppe de l'impulsion en fonction des longueurs d'onde, corrélée à une mesure de puissance moyenne en sortie de fibre, peut également amener des renseignements précieux sur la densité spectrale d'intensité ou de puissance crête disponible. Beaucoup d'applications utilisant des spectres larges telle que l'imagerie non linéaire, par exemple, doivent tenir compte de ces paramètres (un exemple d'application développée en collaboration avec l'université de Tokyo est donné en fin de chapitre).

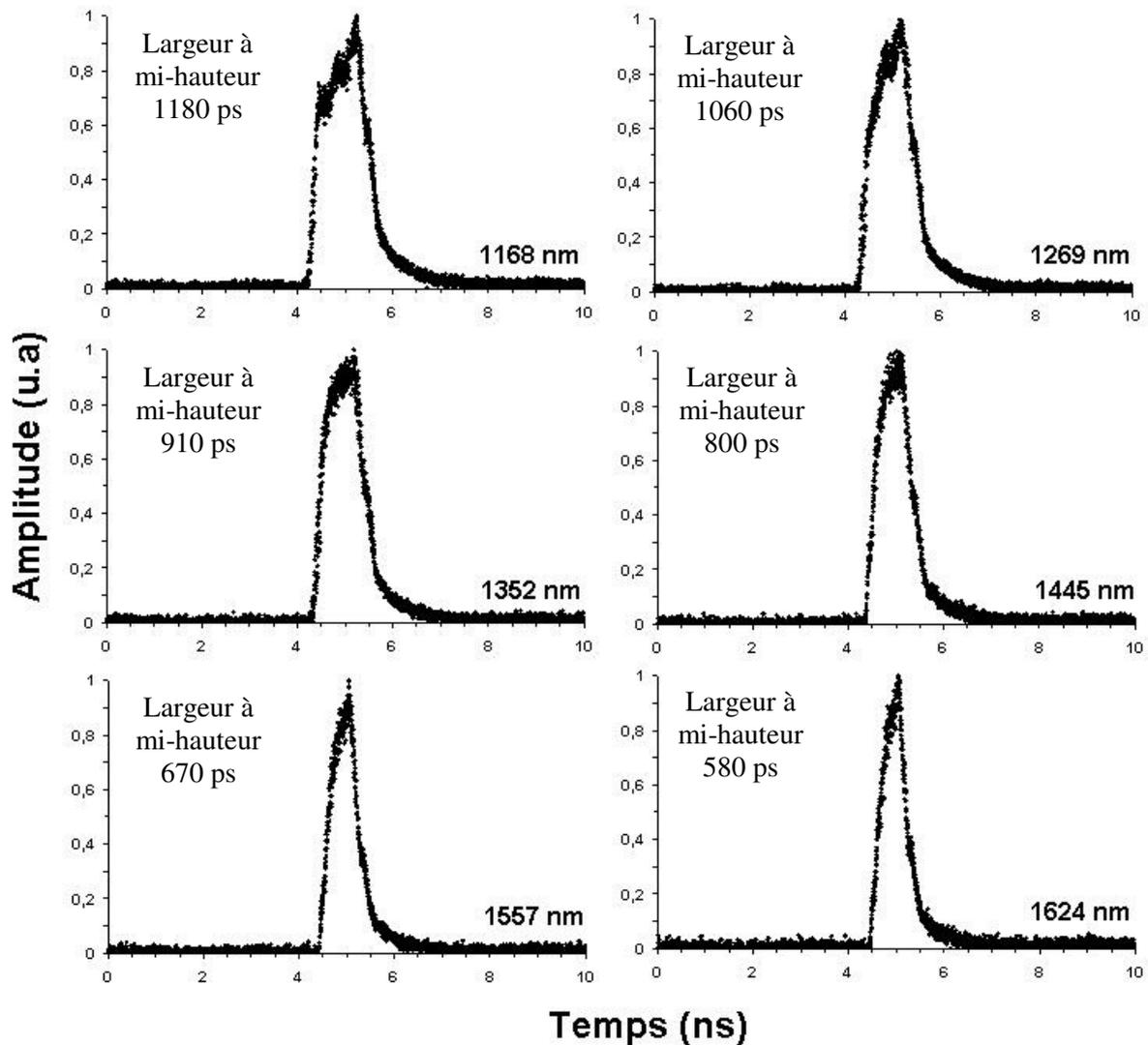


Figure II-31 : Enveloppe temporelle de l'impulsion infrarouge à différentes longueurs d'onde comprises entre 1168 et 1624 nm

II.6. Suppression de la diffusion Raman stimulée dans le visible

Lors de la démonstration du principe de génération de supercontinuum visible, nous avons constaté qu'une cascade Raman composée d'au moins cinq raies Stokes, initiée par le pompage à 532 nm, pouvait être supprimée lors de la mise en place du processus de génération du spectre visible. Ce phénomène particulier de suppression, relatif à la double

excitation nanoseconde d'une fibre microstructurée, est très intéressant, mais aussi très surprenant. De nombreux travaux théoriques et expérimentaux ont déjà été rapportés sur la minimisation et la suppression de la diffusion Raman stimulée [9-11, 42-51]. Dès les années 1980, plusieurs travaux ont mis en lumière l'impact des effets paramétriques sur la réduction du gain Raman. Plus tard, l'université de Bourgogne [9, 43] a démontré qu'un système à deux pompes polarisées de manière orthogonale pouvait supprimer la diffusion Raman stimulée sur un des axes de polarisation de la fibre. Suivant les conditions de propagation, cette suppression est basée soit sur la compétition entre le gain Raman et le gain paramétrique (dans le cas d'une forte différence de vitesse de groupe entre les deux ondes de pompe), soit sur l'utilisation de la composante orthogonale de la non linéarité Raman (dans le cas d'une faible différence de vitesse de groupe). Dans le même temps, Sylvestre *et al.* [10] ont démontré une nouvelle manière de supprimer l'émission de la première raie Stokes en combinant le gain Raman côté Stokes et côté anti-Stokes. Les deux ondes de pompe étaient alors distantes de deux fois le décalage Raman dans la silice, soit ~ 26 THz. Contrairement aux méthodes précédemment énoncées, dans notre cas nous avons observé la suppression d'une cascade Raman complète. De plus, les conditions d'excitation de la fibre sont différentes et le mécanisme non linéaire donnant lieu au « blocage » du processus Raman n'est pas du tout le même que ceux précédemment publiés.

Le montage expérimental, présenté Figure II-32(a), est très similaire à ceux précédemment utilisés. La source de pompe est un laser *microchip* Nd:YAG déclenché passivement délivrant des impulsions de 600 ps à 1064 nm. La fréquence de répétition est de 5,4 kHz. La radiation infrarouge est doublée en fréquence à l'aide d'un cristal de KTP de type II pour engendrer une onde à 532 nm. Les deux faisceaux sont ensuite injectés dans la fibre microstructurée de 3 m de long à l'aide d'une microlentille. Un polariseur, placé juste avant le système d'injection, permet de sélectionner un état de polarisation linéaire. La fibre à trous est à symétrie de $\pi/3$ et a les caractéristiques géométriques suivantes : $d = 1,5 \mu\text{m}$ et $A = 2,5 \mu\text{m}$. La surface de son cœur est proche de $3,5 \mu\text{m}^2$, ce qui la classe parmi les fibres dites non linéaires ($\gamma \sim 0,05 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ à 1064 nm). La courbe de dispersion chromatique du mode fondamental est tracée sur la Figure II-32(b) et montre que le zéro de dispersion est localisé à ~ 790 nm. Les élargissements spectraux obtenus en sortie de fibre sont portés par le mode fondamental. La fibre microstructurée possède des pertes linéiques proches de 50 dB/km, qui sont très inférieures aux pertes de la fibre précédemment utilisée (0,5 dB/m). La puissance de la pompe verte est

fixée de manière à permettre l'apparition d'une cascade de plus de 6 raies Stokes par effet Raman.

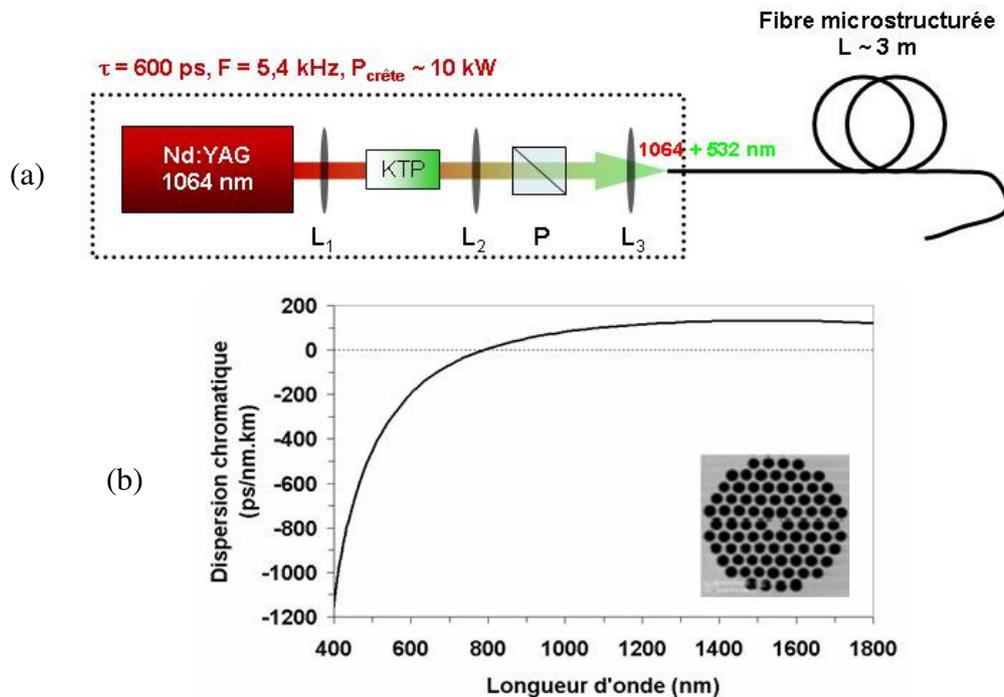


Figure II-32 : (a) Schématisation du montage expérimental (L_1 , L_2 , L_3 : lentilles ; P : polariseur) ; (b) courbe de dispersion chromatique calculée à partir de la structure réelle de la fibre (en encart)

Nous avons constaté expérimentalement que l'effacement de la cascade Raman était dû à la présence de la pompe à 1064 nm. Afin de comprendre le phénomène à l'origine de la disparition, nous avons étudié l'évolution de la bande spectrale visible en fonction de la puissance crête infrarouge injectée dans la fibre, qui varie de 50 à 770 W, alors que la puissance crête de pompe verte reste fixe à 300 W. L'évolution du spectre infrarouge obtenue au cours de cette expérience est montrée sur la Figure II-33(a). En parallèle, nous avons relevé l'évolution du spectre dans le domaine visible (à l'aide un analyseur de spectre optique et d'un système d'imagerie après diffraction par un réseau) (Figure II-33(b) et (c)).

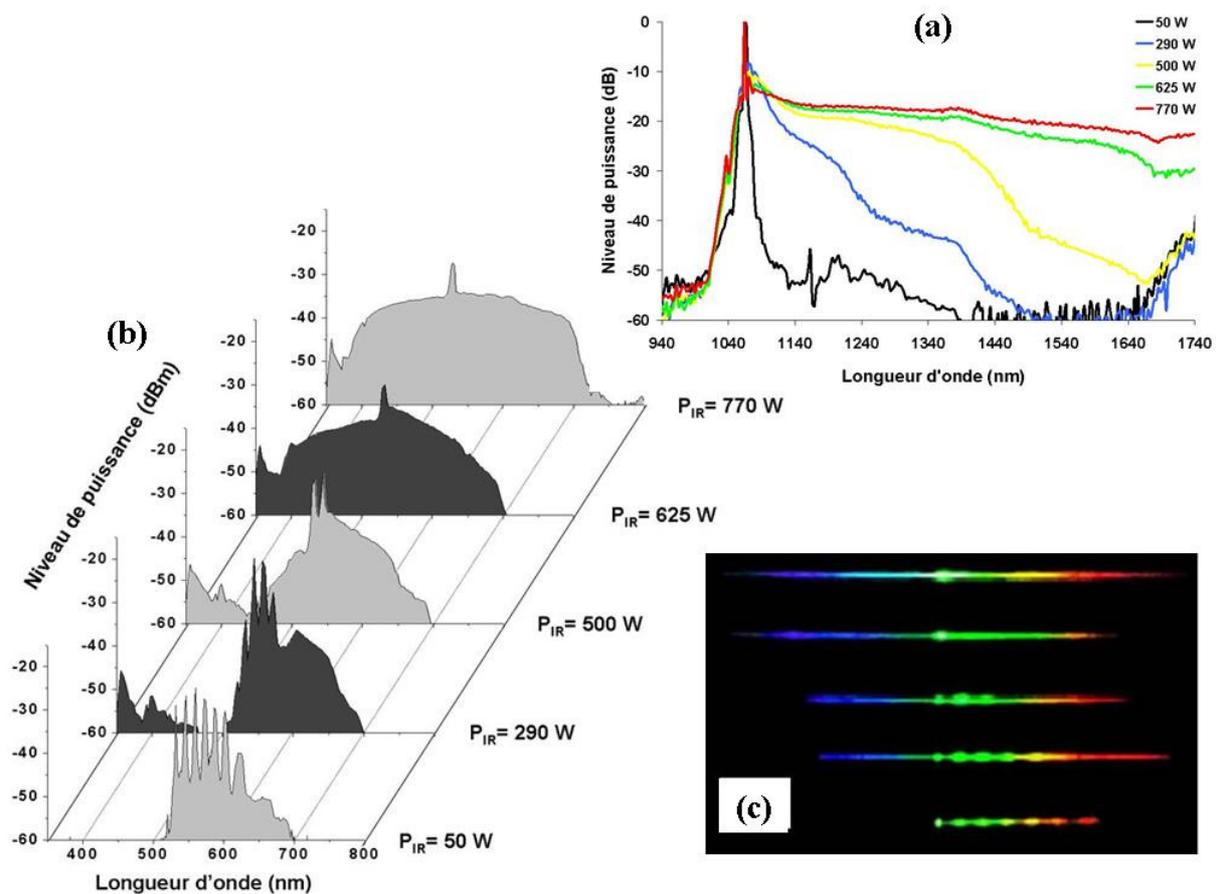


Figure II-33 : Evolution du spectre infrarouge (a) et visible (b) en fonction de la puissance de pompe infrarouge injectée dans la fibre microstructurée (puissance crête à 532 nm fixée : 300 W) ; (c) Photographie du faisceau en sortie de fibre après diffraction par un réseau

Pour une puissance verte d'environ 300 W et une puissance infrarouge de 50 W, le spectre visible est composé de six composantes Stokes et d'une composante anti-Stokes très faible. Dans le domaine infrarouge, l'onde de pompe est élargie par l'effet d'automodulation de phase. En augmentant progressivement la puissance à 1064 nm, nous observons, en parallèle de l'expansion du continuum infrarouge vers les hautes longueurs d'onde, l'apparition d'un continuum homogène de part et d'autre de l'onde à 532 nm et la disparition des composantes Stokes. Cette suppression est obtenue progressivement, composante après composante, avec l'augmentation de la puissance de pompe infrarouge. Le niveau de puissance du continuum visible, engendré par modulation de phase croisée, est situé en moyenne 10 dB en dessous du niveau maximum de l'onde de pompe verte, tandis que le niveau maximum des raies Stokes est proche de celui de la pompe. Par conséquent, nous pouvons affirmer que les composantes Stokes sont réellement affaiblies, voire supprimées, et non dissimulées par le niveau de puissance du spectre large bande (voir Figure II-34).

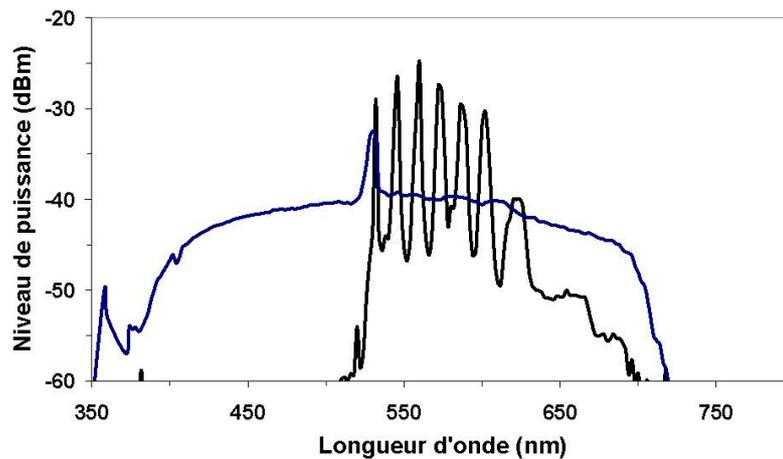


Figure II-34 : Spectres expérimentaux mettant en évidence la différence de niveau entre la cascade Raman et le continuum (en bleu : double pompage 1064-532 nm ; en noir : pompage unique à 532 nm)

Nous pouvons également signaler que ce phénomène est réversible. En d'autres termes, une diminution de la puissance de pompe infrarouge permet de réobtenir les composantes Raman. Par ailleurs, la disparition complète des raies Stokes est obtenue pour une puissance crête infrarouge 1,8 fois plus élevée que celle de la pompe verte. En tenant compte de l'aire effective du mode à chaque longueur d'onde de pompe, le rapport entre les intensités ($I_{\omega}/I_{2\omega}$) est proche de 1,5. Ce phénomène de disparition Raman a été observé dans plusieurs fibres microstructurées possédant des caractéristiques (dispersion chromatique, non linéarité, biréfringence) proches mais différentes. Pour expliquer ce phénomène, nous avons émis deux hypothèses.

- **Compétition entre gain Raman et gain paramétrique**

Au vu de l'état de l'art sur ce sujet, la première hypothèse qui pourrait expliquer ce phénomène est la compétition entre le gain Raman et le gain paramétrique initié par un mélange à quatre ondes basé sur un système de double pompage à 532 et 1064 nm. En effet, le gain paramétrique possède un seuil d'apparition plus bas que celui de la diffusion Raman. Un éventuel phénomène de conversion paramétrique impliquant la pompe verte pourrait alors contribuer à l'affaiblissement du phénomène Raman stimulé. Bien que, dans notre cas, le phénomène d'élargissement spectral dans le visible ne soit pas basé sur l'utilisation d'un mélange paramétrique (mais sur la modulation de phase croisée), nous ne pouvons exclure la

participation, même restreinte, d'un mélange à quatre ondes. Pour vérifier cela, nous avons repris le formalisme de calcul du gain paramétrique développé par Stolen [6] pour un système à deux pompes. Le calcul du gain petit signal nécessite le calcul du gain paramétrique, dont l'équation a été présentée au chapitre I. Les expressions du gain paramétrique et du gain petit signal pour un double pompage sont données ci-dessous :

- Gain paramétrique :
$$g = \left[(\gamma_1 P_1 r + \gamma_2 P_2 r)^2 - (\tau/2)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{II.4})$$

- Gain petit signal :
$$G = 1 + (\mathcal{P}_0 r)^2 \frac{sh^2(gL)}{g^2} \quad (\text{II.5})$$

Avec P_0 la somme des puissances de pompe, γ_j le coefficient non linéaire pour la $j^{\text{ème}}$ pompe, L la longueur de fibre, r un coefficient proportionnel aux puissances de pompe en entrée et τ le désaccord en phase entre les ondes.

L'emploi de ce formalisme nécessite la prise en compte de quelques hypothèses. En effet, nous considérons lors des calculs un régime continu, une non déplétion des pompes, la susceptibilité d'ordre trois $\chi^{(3)}$ indépendante de la fréquence et des ondes de pompe polarisées parallèlement. Pour les autres données, nous avons pris en compte la valeur de l'indice effectif et de l'aire effective de notre fibre optique. La longueur d'onde du zéro de dispersion est égale à 790 nm et les calculs sont entrepris pour une longueur de fibre de 1 m. Les résultats de simulation pour deux pompes localisées à 532 et 1064 nm sont montrés sur la Figure II-35.

Aucune bande large de gain n'a pu être obtenue pour des puissances de pompe crêtes généralement utilisées dans les expériences, entre 50 W et 5 kW. Pour obtenir des bandes de gain correspondant à peu près aux élargissements spectraux obtenus expérimentalement, il a fallu employer des puissances de pompe P_0 très fortes, de l'ordre de la centaine de kilowatts. Ainsi d'après les simulations, il y aurait un gain potentiel autour des deux radiations de pompe et principalement vers les hautes longueurs d'onde dans le domaine infrarouge. Même si les résultats numériques concordent plutôt bien avec les observations expérimentales, les puissances crêtes nécessaires sont en désaccord complet. Les bandes de gain, pour des puissances de quelques kilowatts, se limitent aux zones proches de chaque radiation de pompe et ont une largeur inférieure au nanomètre. De plus, les deux pompes jouent, ici, un rôle symétrique dans la construction du spectre, ce qui n'est absolument pas le cas expérimentalement.

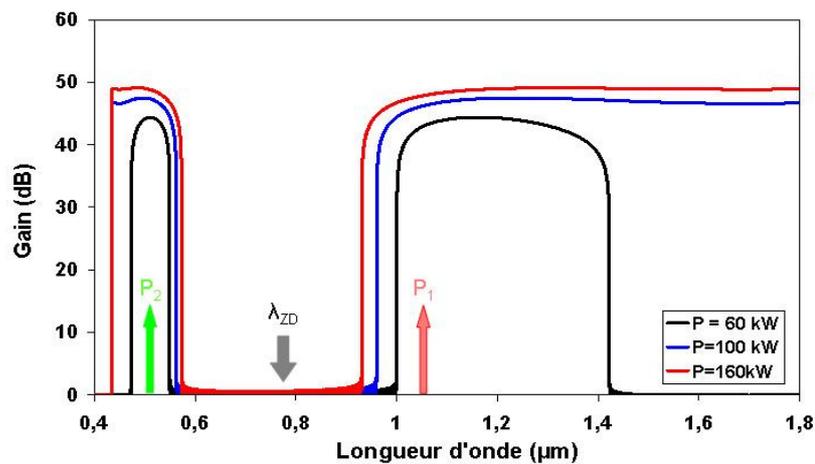


Figure II-35 : Evolution du gain petit signal engendré dans une FMAS ($\lambda_{ZD} = 790$ nm) par bi-pompage 532/1064 nm en fonction de la puissance crête (60, 100, 160 kW)

Nous pouvons également noter qu'au-delà du problème lié à la puissance, le gain paramétrique est très sensible à la variation de la dispersion. En utilisant les paramètres d'une seconde fibre microstructurée possédant une courbe de dispersion différente et donc une longueur d'onde de zéro de dispersion différente (proche de 840 nm), la bande de gain est alors principalement obtenue entre les radiations de pompe (Figure II-36). Cette observation est en total désaccord avec les expériences. En effet, nous montrerons par la suite que le fait d'utiliser différentes fibres microstructurées, dont la courbe de dispersion varie peu, ne restreint pas la mise en place d'un continuum visible.

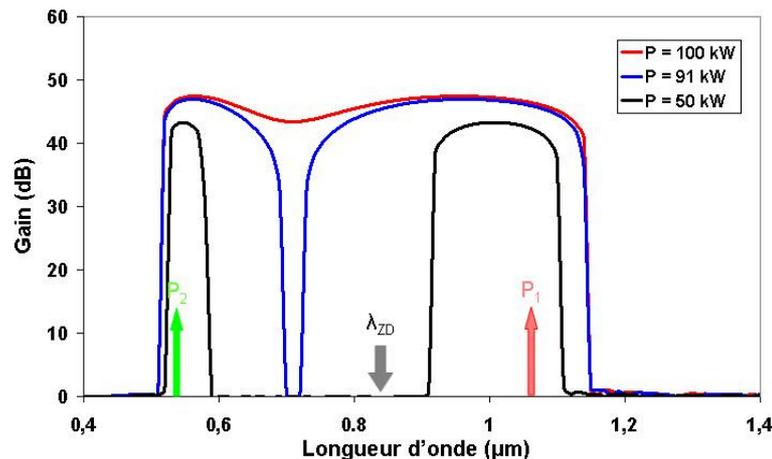


Figure II-36 : Evolution du gain petit signal engendré dans une FMAS ($\lambda_{ZD} = 840$ nm) par bi-pompage 532/1064 nm en fonction de la puissance crête (50, 91, 100 kW)

Compétition entre gain Raman et gain paramétrique - Conclusion

En conclusion, nous pouvons dire qu'aucun effet de mélange paramétrique, issu de la combinaison des deux ondes de pompe (532 et 1064 nm), ne se superpose avec l'effet de modulation de phase croisée à l'origine de la formation du spectre visible. La disparition des différentes composantes Stokes Raman n'est donc pas due à une compétition avec un gain paramétrique.

▪ **Disparition des composantes Stokes par effet de XPM**

La cause la plus probable de la disparition des raies Stokes concerne l'implication du processus de modulation de phase croisée, à l'origine de l'élargissement homogène autour de 532 nm. Ce phénomène de modulation de phase peut induire deux effets importants.

Le premier effet est un affaiblissement de la puissance de pompe à 532 nm, par redistribution d'une partie de l'énergie de la pompe verte sur l'ensemble du spectre visible. La perte de puissance de la pompe verte, issue de la conversion de fréquence, entraîne alors un affaiblissement du gain Raman induit par l'onde à 532 nm.

Le second effet concerne directement la génération du gain Raman qui n'est plus induit par une onde quasi monochromatique mais par un continuum de lumière allant de 532 à 600 nm. Pour tenter d'expliquer ce phénomène, nous avons pensé qu'une analogie pouvait être réalisée avec la diffusion Brillouin. Il a été largement rapporté dans la littérature que le

seuil d'apparition de la diffusion Brillouin était particulièrement augmenté lorsque l'on élargissait la bande spectrale de l'onde de pompe excitatrice [52-54]. Pour un élargissement supérieur au décalage fréquentiel induit par la diffusion Brillouin, le mécanisme non linéaire est alors bloqué. L'augmentation de cette bande spectrale peut être provoquée par différentes modulations de l'onde de pompe. Plus particulièrement, on notera que l'instauration d'une modulation de phase croisée, induisant un élargissement spectral, a démontré son efficacité dans la suppression de l'effet de diffusion Brillouin [55, 56]. Nous pensons que ce même processus peut, dans notre cas, fortement affecter l'effet de diffusion Raman stimulé et permettre une élévation du seuil d'apparition de ce dernier.

▪ **Suppression de l'effet Raman - conclusion**

En résumé, nous avons mis en évidence, dans le processus de génération de continua par double pompage, la suppression d'une cascade complète d'ondes Stokes engendrée par la diffusion Raman stimulée. Cette suppression est maximale lorsque la puissance crête de pompe infrarouge est environ 1,8 fois supérieure à celle de la pompe verte. L'augmentation progressive de la puissance de pompe infrarouge implique une diminution progressive du gain Raman dans le domaine visible et se traduit par une suppression graduelle des raies Stokes. Après calcul du gain paramétrique impliquant les deux ondes de pompe, il apparaît que cette disparition est due uniquement à la modulation de phase croisée induite par le spectre infrarouge sur l'onde de pompe verte. Cette modulation engendre alors un élargissement spectral dans le domaine visible, réduisant le gain Raman du fait d'un affaiblissement de l'onde de pompe à 532 nm et de l'utilisation d'un spectre de largeur supérieure au décalage fréquentiel Raman. Ces deux derniers phénomènes sont alors responsables de l'annihilation du processus de diffusion. Toutefois, aucune validation numérique de ce phénomène n'a encore été réalisée.

Afin d'approfondir la compréhension de ce phénomène non linéaire, il serait souhaitable d'étudier l'impact de la polarisation et de la longueur de fibre sur la disparition de la diffusion Raman.

II.7. Evolution du guide d'ondes non linéaire

Grâce à la plate forme technologique que nous possédons au sein de notre laboratoire, nous avons pu bénéficier de la réalisation de plusieurs fibres microstructurées possédant des caractéristiques différentes. Dans un premier temps, nous avons étudié l'évolution du continuum en fonction des caractéristiques de chaque fibre présentant une symétrie $\pi/3$. Dans un second temps, nous avons évalué les possibilités d'utiliser une fibre très biréfringente pour la génération de spectres larges dans le visible par double pompage.

II.7.1. Comparaison de plusieurs fibres microstructurées à symétrie $\pi/3$

Nous avons testé la génération d'un spectre visible par double pompage 532/1064 nm dans différentes fibres microstructurées air-silice. Tous les guides ont la particularité de posséder une structure périodique à symétrie de révolution $\pi/3$. Les principaux paramètres de chaque fibre optique sont donnés dans la Figure II-37. Les tailles des trous et les espacements composant la gaine permettent d'obtenir des guides dont la longueur d'onde de zéro de dispersion varie entre 790 à 855 nm. Il est à noter que la fibre RTI_1204 possède un cœur de silice traitée pour limiter les pertes dans l'UV et que la fibre RTI_1304 a quant à elle un cœur dopé au germanium (2,6 % molaire). La courbe de vitesse de groupe en fonction de la longueur d'onde est tracée pour chaque fibre optique testée (Figure II-38).

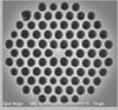
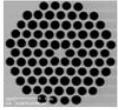
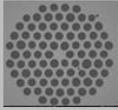
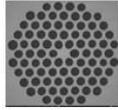
	RTI 1204	RTI 1304	RTI 1505	RTI 1605	H008
					
d (μm)	1,8	1,8	1,7	1,65	1,9
Λ (μm)	2,26	2,25	2,35	2,18	2,3
d/Λ	$\sim 0,8$	0,8	0,72	0,76	$\sim 0,83$
Φ_c (μm)	$\sim 2,72$	$\sim 2,7$	~ 3	$\sim 2,71$	$\sim 2,7$
λ_{ZD} (nm)	820	825	855	817	790
γ ($\text{W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$)	$\sim 0,045$	$\sim 0,055$	$\sim 0,037$	$\sim 0,046$	$\sim 0,054$
Autres particularités	Cœur en silice spécial UV	Cœur dopé au germanium (2,6 %mol)	-	-	-

Figure II-37 : Tableau récapitulatif des paramètres des fibres microstructurées air-silice utilisées

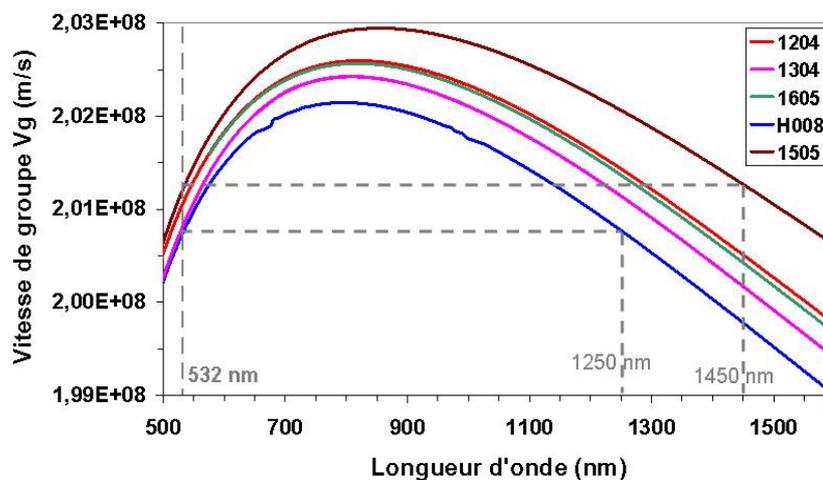


Figure II-38 : Courbes de vitesse de groupe calculées pour le mode LP_{01x} à partir de la structure réelle de différentes fibres microstructurées testées ; en pointillé : indication de la longueur d'onde infrarouge possédant la même vitesse de groupe que l'onde à 532 nm pour les fibres 1505 et H008

D'après les courbes de vitesse de groupe, nous notons que plus la longueur d'onde d'annulation de la dispersion est décalée vers les hautes radiations, plus la longueur d'onde infrarouge ayant la même vitesse de groupe que celle de la pompe verte est élevée. Dans ces conditions, la quantité d'énergie, localisée au-delà de cette limite et qui servira à moduler

l'onde verte pour élargir le spectre vers le bleu, est potentiellement plus faible (à puissance couplée équivalente). Nous ne prenons pas en compte ici l'efficacité de conversion vers les longueurs d'onde infrarouges qui dépend du coefficient non linéaire de la fibre. Ainsi, pour la fibre H008 possédant un zéro de dispersion situé à $\lambda_{ZD} \sim 790$ nm, la longueur d'onde infrarouge en accord avec la vitesse de groupe de l'onde à 532 nm est 1250 nm. En revanche pour la fibre RTI_1505 ($\lambda_{ZD} \sim 855$ nm), l'accord est trouvé pour une longueur d'onde proche de 1450 nm. Nous précisons que les valeurs données sont indicatives et qu'elles peuvent légèrement évoluer du fait d'une possible fluctuation longitudinale de la taille des trous d'air au cours du fibrage.

Toutes les fibres optiques ont été placées sur le banc de double pompage présenté Figure II-18. Nous avons utilisé une longueur identique de fibre (3 m). Ces fibres n'étant pas parfaitement monomodes, nous les avons enroulées sur un cylindre de petite taille pour éliminer les modes d'ordre haut et nous avons réalisé une injection sélective sur le mode fondamental, contrôlée par une analyse spatiale du mode en sortie (camera CCD). Après optimisation de l'injection, nous avons fait une acquisition du profil de chaque continuum (Figure II-39).

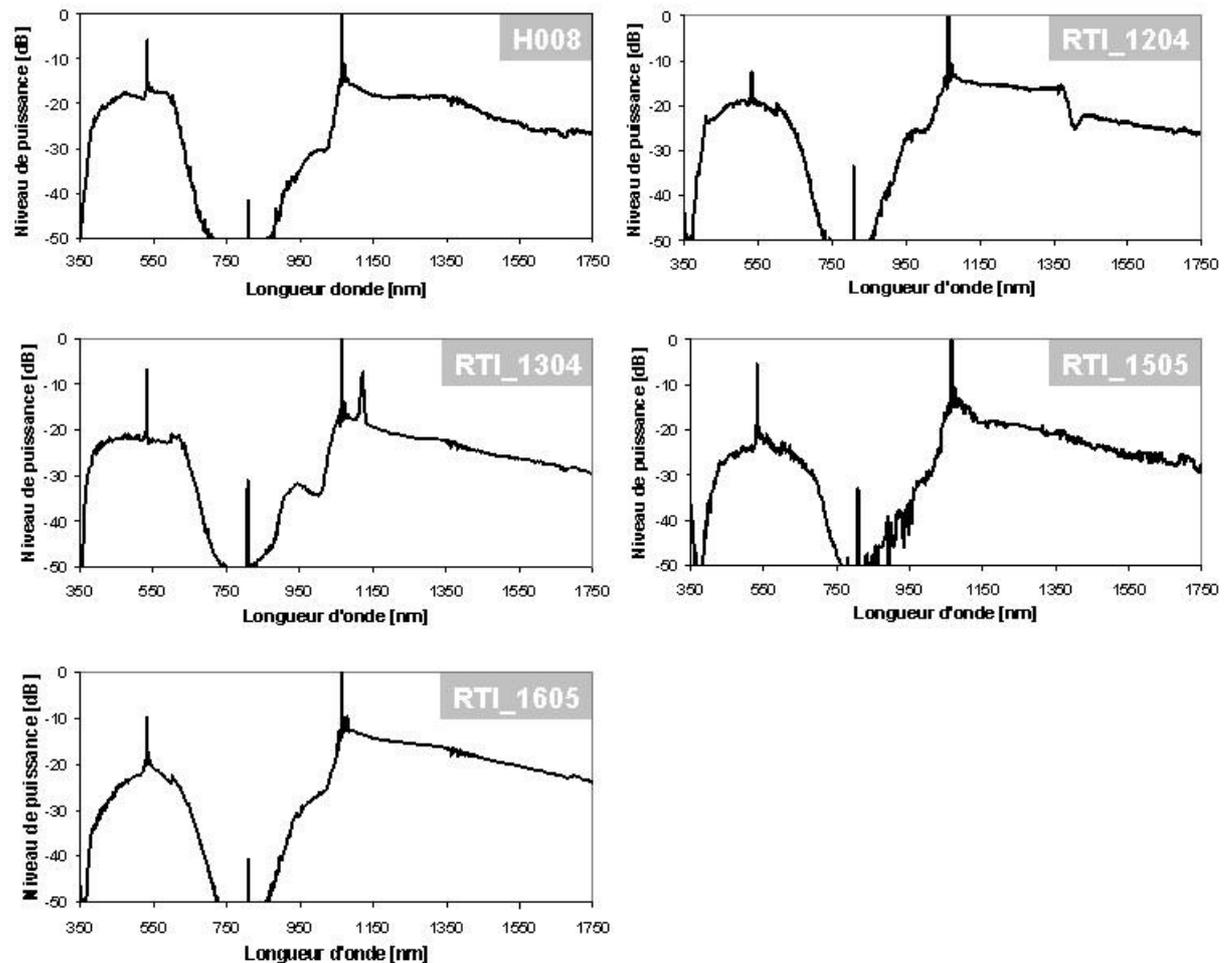


Figure II-39 : Spectres obtenus par double pompage 532/1064 nm dans différentes FMS à symétrie $\pi/3$

Nous pouvons déjà remarquer qu'un spectre large bande dans le domaine visible est obtenu en sortie de chaque fibre optique. Cela prouve que la position du zéro de dispersion, placé entre les deux ondes de pompe, n'est pas un paramètre sensible. Ce résultat confirme la non implication d'un éventuel mélange paramétrique dans la création du spectre visible. Par ailleurs, des variations minimales du profil entre chaque spectre sont perceptibles.

Dans un premier temps, du côté infrarouge, nous retrouvons un élargissement spectral dû aux régimes solitoniques. Plus particulièrement, la perte de puissance autour de 1400 nm pour la fibre RTI_1204 est due à la présence plus importante d'ions OH^- dans la silice employée. Cela se traduit par une perte significative de l'énergie pour les longueurs d'onde situées au dessus de cette zone d'absorption. Par ailleurs, sur le spectre de la fibre RTI_1304, nous apercevons la présence d'un pic à 1118 nm qui correspond à un décalage d'environ 13,2 THz par rapport à la pompe à 1064 nm. Cette composante ne correspond pas réellement à une raie

Stokes Raman. En effet, il semblerait que ce pic d'intensité coïncide avec un des pics induit par l'effet d'instabilité de modulation et que ce dernier soit amplifié par le gain Raman engendré par l'onde de pompe à 1064 nm. La Figure II-40 montre l'évolution du phénomène pour deux longueurs d'interaction différentes.

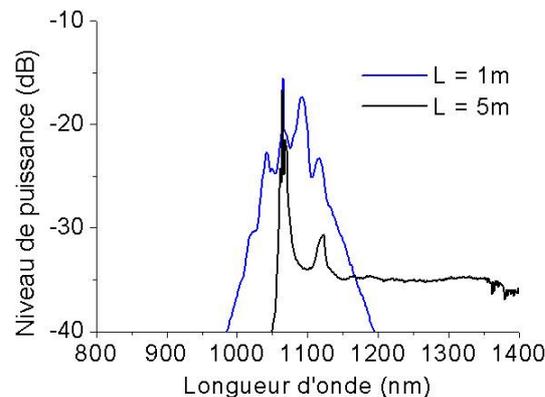


Figure II-40 : Spectres mettant en évidence le phénomène d'amplification d'une raie engendrée par l'instabilité de modulation

Dans un second temps, on peut noter une extension plus ou moins prononcée du spectre visible vers les longueurs d'onde bleues et rouges. La différence est nettement visible lorsque l'on analyse plus particulièrement les spectres des fibres H008 et RTI_1304. Les longueurs d'onde infrarouges pour lesquelles nous obtenons un accord des vitesses de groupe avec la radiation à 532 nm, sont situées vers 1250 et 1310 nm respectivement. Toute l'énergie localisée au-delà de cette longueur d'onde infrarouge contribue alors au développement du spectre visible vers les radiations bleues. La quantité d'énergie, plus limitée en aval de cette limite contribue à une plus faible extension du spectre vers le rouge. Inversement, la radiation infrarouge qui se propage à la même vitesse que l'onde de pompe verte, pour les fibres RTI_1204 et RTI_1505, est davantage localisée vers les hautes longueurs d'onde (~ 1400 nm). Un spectre visible plus décalé vers les longueurs d'onde rouge est alors obtenu.

Il est important de noter que la vitesse des ondes infrarouges dépend de la courbe de vitesse de groupe mais aussi des effets solitoniques directement liés à la puissance injectée dans la fibre. C'est pourquoi, notre analyse est plus qualitative que quantitative mais permet d'indiquer la tendance à suivre pour développer le spectre visible.

Comparaison de plusieurs fibres à symétrie $\pi/3$ - Conclusion

En résumé, nous avons montré que la génération d'un continuum dans le visible, obtenue par un système de double pompage, était relativement insensible à la localisation de la longueur d'onde d'annulation de la dispersion. Toutefois, la modification de la position de cette longueur d'onde induit une variation de la quantité d'énergie infrarouge qui se propage de manière plus lente ou plus rapide que la radiation de pompe verte. Ceci aboutit alors à un élargissement plus prononcé du spectre visible soit vers les fréquences rouges ou soit vers les fréquences bleues. De plus, nous pouvons voir que l'utilisation d'une fibre constituée de silice spéciale UV (verre Spectrosil de chez Saint Gobain), avec une forte présence d'ions OH⁻, est néfaste pour l'élargissement du spectre infrarouge, ce qui se répercute sur l'extension du continuum visible dans le bleu. Il est donc possible d'affirmer que la limitation de l'extension du spectre vers l'UV n'est pas due à la transparence de la silice dans cette région mais vient principalement du processus non linéaire lié au guidage des ondes infrarouges. Le dopage au germanium du cœur d'une fibre microstructurée a pour effet d'augmenter la non linéarité du guide [58] mais également d'augmenter le nombre de mode guidé, comparé à une fibre de silice non dopée possédant une structure optogéométrique identique. Ces caractéristiques liées au dopage peuvent modifier la dynamique de construction du spectre par double pompage ; à ma connaissance, aucune étude de ce type n'a été réalisée dans une fibre multimode fortement dopée au germanium.

II.7.2. Fibre microstructurée biréfringente

II.7.2.1. Caractéristiques de la fibre optique

Au sein de notre laboratoire, il a été fabriqué une fibre microstructurée air-silice très fortement biréfringente. La conception de cette fibre a été réalisée par Madame Christelle Lesvigne-Buy. Pour augmenter la biréfringence liée à la forme de la structure, deux capillaires, de plus larges diamètres, ont été implantés de part et d'autre du cœur permettant la formation d'un cœur elliptique. Une image de la coupe transverse de la fibre ainsi que les dimensions caractérisant la structure sont données sur la Figure II-41.

Par la méthode des éléments finis, les courbes de biréfringence de phase et de groupe ainsi que celle de la dispersion chromatique ont pu être tracées pour le mode fondamental.

Rappelons que la biréfringence de phase correspond à la différence d'indice effectif entre les deux polarisations du mode électromagnétique composant le mode fondamental (HE_{11x} et HE_{11y}). Les directions de polarisation des deux modes sont toujours perpendiculaires. Dans le cas de notre fibre, chaque polarisation est orientée suivant un des axes géométriques du cœur, comme nous pouvons le constater sur la Figure II-42(a). Les biréfringences de phase et de groupe de ce nouveau guide sont respectivement égales à $1,8 \cdot 10^{-3}$ et $-3 \cdot 10^{-3}$ à 1050 nm (Figure II-42(b) et (c)), ce qui la classe parmi les fibres très biréfringentes.

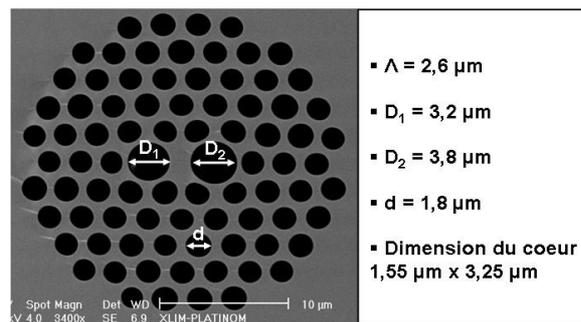


Figure II-41 : Image MEB de la coupe transverse de la FMAS bréfringente et dimensions géométriques caractérisant sa structure

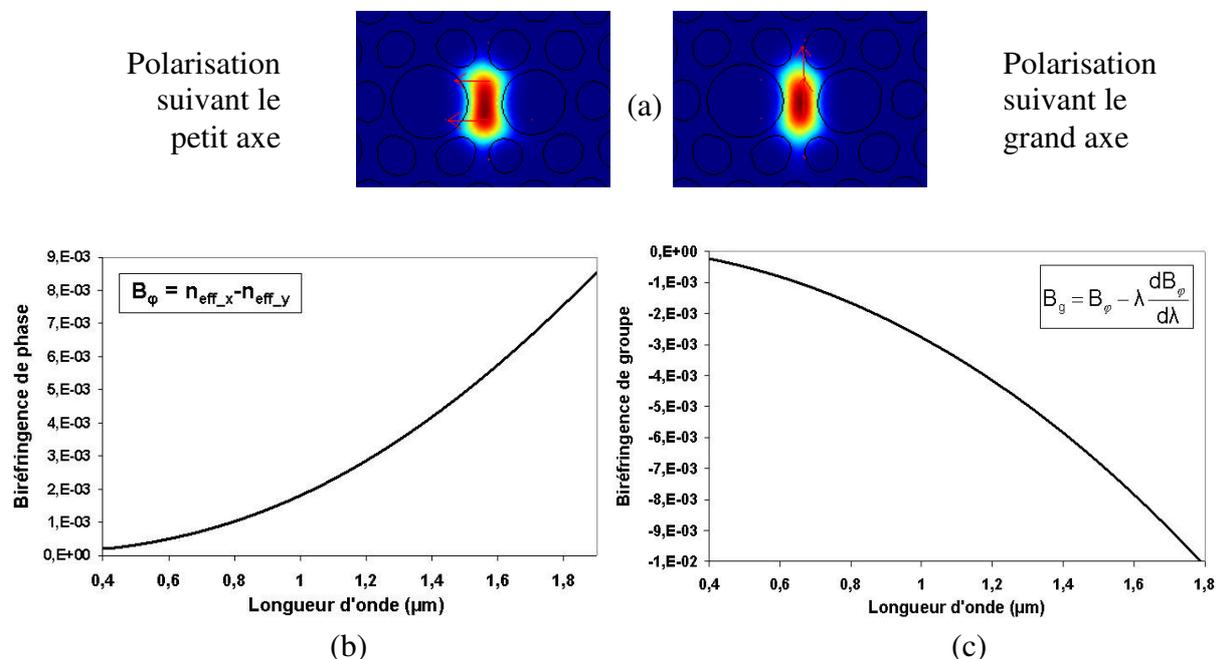


Figure II-42 : (a) Champs électromagnétiques (HE_{11x} et HE_{11y}), composant le mode fondamental, obtenues numériquement (flèches rouges : orientation des vecteurs de polarisations) ; courbe de biréfringence de phase (b) et de groupe (c) en fonction de la longueur d'onde

La fibre possédant deux axes de polarisation distincts, cette différence se répercute aussi sur la courbe de dispersion chromatique. En effet, suivant l'axe sur lequel nous allons nous propager la valeur de la dispersion chromatique va être très différente, comme nous pouvons le constater Figure II-43. Ainsi la localisation du zéro de dispersion chromatique est différente suivant l'axe de polarisation considéré. Nous appellerons par la suite le petit axe du cœur elliptique, l'axe x alors que le grand axe sera nommé l'axe y . La différence de localisation entre la longueur d'onde de zéro de dispersion des deux axes n'est pas négligeable puisqu'elle est de 50 nm ($\lambda_{ZD_x} = 825$ nm, $\lambda_{ZD_y} = 875$ nm). De même, nous pouvons noter une différence importante de la valeur de la dispersion chromatique entre les deux axes au dessus de 700 nm. Nous obtenons également deux courbes de vitesse de groupe différentes (Figure II-44). L'axe y correspond à l'axe rapide alors que l'axe x correspond à l'axe lent.

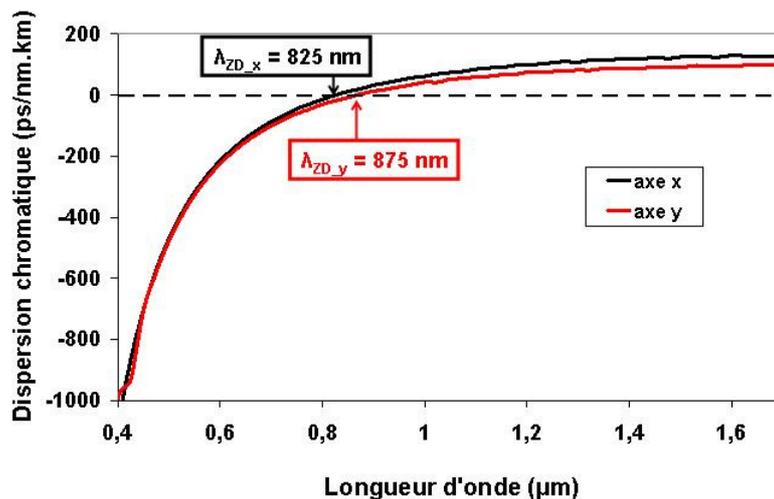


Figure II-43 : Courbes des dispersions chromatiques calculées pour le mode fondamental suivant les deux axes de polarisation de la FMAS biréfringente

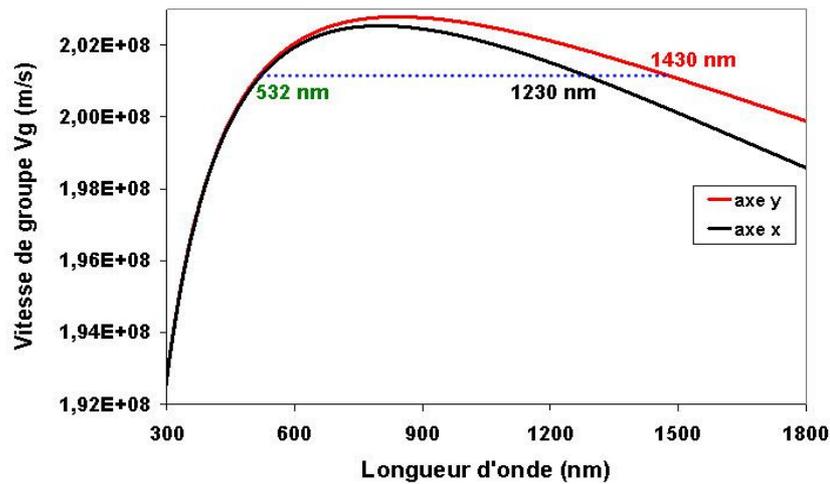


Figure II-44 : Courbes de vitesse de groupe pour le mode fondamental suivant les deux axes de polarisation de la FMAS

II.7.2.2. Génération de continuum par double pompage

Nous avons utilisé le montage présenté sur la Figure II-18, sur lequel les faisceaux vert et infrarouge se propagent sur deux bras séparés. Sur chacun des bras, nous pouvons contrôler la polarisation en entrée de fibre optique. Nous avons aussi pris le soin de correctement placer la fibre sur son support afin de connaître l'orientation de ses axes. Le positionnement de la fibre se faisant manuellement, nous estimons que l'erreur d'orientation est proche de 5° . Par la suite, nous avons injecté les deux faisceaux de pompe et fait varier l'orientation du vecteur polarisation de chaque radiation. Nous avons testé toutes les configurations possibles d'orientation des vecteurs de polarisation. Les différents spectres obtenus sont tracés sur la Figure II-45(a).

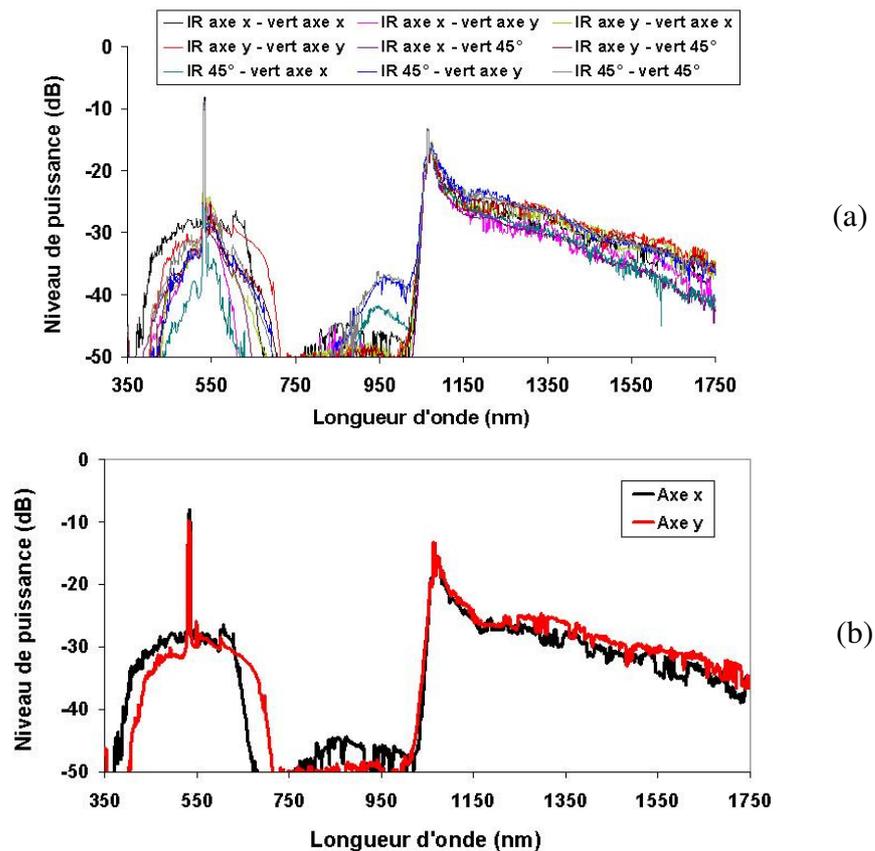


Figure II-45 : (a) Evolution du spectre en fonction de l'orientation du vecteur polarisation de chaque faisceau de pompe ; (b) cas particulier : orientation des vecteurs polarisation suivant l'axe x et l'axe y

Nous constatons une modification importante du spectre en fonction de l'orientation des polarisations. Parmi toutes les configurations testées, deux d'entre elles donnent de meilleurs résultats en terme de largeur de bande. Les spectres correspondent au cas où les radiations de pompe, infrarouge et visible, sont injectées colinéairement suivant un des axes neutres de la fibre. Ces deux spectres sont tracés sur la Figure II-45(b). Le résultat n'est pas surprenant puisque le déphasage non linéaire induit par modulation de phase croisée, d'une radiation sur une autre, est maximal si les ondes sont polarisées parallèlement. Pour une polarisation croisée, le déphasage non linéaire est alors trois fois plus faible. Par conséquent, les spectres obtenus avec des polarisations non parallèles sont moins larges.

Nous avons étudié plus particulièrement les cas où les vecteurs de polarisation des ondes de pompe s'ont orientés parallèlement à l'un ou l'autre des axes neutres. Pour une injection sur l'axe lent (*axe x*), la longueur d'onde infrarouge, se propageant théoriquement avec la même vitesse de groupe que l'onde verte, est proche de 1230 nm. Le spectre visible s'étend

donc d'environ 400 à 650 nm. L'injection sur l'axe rapide (*axe y*) se traduit par un décalage de la longueur d'onde d'accord des vitesses de groupe vers 1430 nm. La quantité de puissance allant plus vite que l'onde à 532 nm est donc plus importante que dans le cas précédent, en contre partie, l'énergie servant à l'élargissement des fréquences bleues est plus faible. Il en résulte un glissement du spectre visible vers les hautes longueurs d'onde. Le décalage du spectre, mesuré lors de ces expériences, est d'environ 40 nm. Cette démonstration montre bien l'impact de la polarisation des faisceaux de pompe sur l'élargissement spectral, au cours du processus de génération d'un continuum par double pompage. Un décalage plus important pourrait être obtenu en réalisant une fibre plus fortement biréfringente. A notre connaissance, la fibre utilisée ici a une biréfringence parmi les plus importantes relevées dans la littérature. Cependant, un nouveau type de fibre appelé « lamellar-core fiber », dont le cœur est composé d'une succession de verre Schott SF6 et LLF1, exhibe une biréfringence de phase encore plus élevée, de l'ordre de $6,4 \cdot 10^{-3}$ à 543 nm [59]. Malheureusement ces guides ne sont pour le moment pas adaptés à la génération de continuum dans le visible.

Après l'étude spectrale, nous avons analysé le profil du mode en sortie de fibre pour différentes longueurs d'onde en utilisant des filtres interférentiels à 441, 488, 532, 632 et 1064 nm. Sur la Figure II-46, nous pouvons voir, en haut, les photographies des modes en champ lointain et, en bas, les modes en champ proche. Les longueurs d'onde bleues et rouges semblent être parfaitement unimodales et portées par le mode fondamental. Seule l'onde de pompe verte possède un peu d'énergie se propageant sur le second mode de propagation LP_{11} en plus du mode fondamental LP_{01} . Nous pouvons noter que la pompe infrarouge est couplée uniquement sur le mode LP_{01} . Ces observations expérimentales, nous permettent de conclure que le spectre visible est engendré sur le mode fondamental.

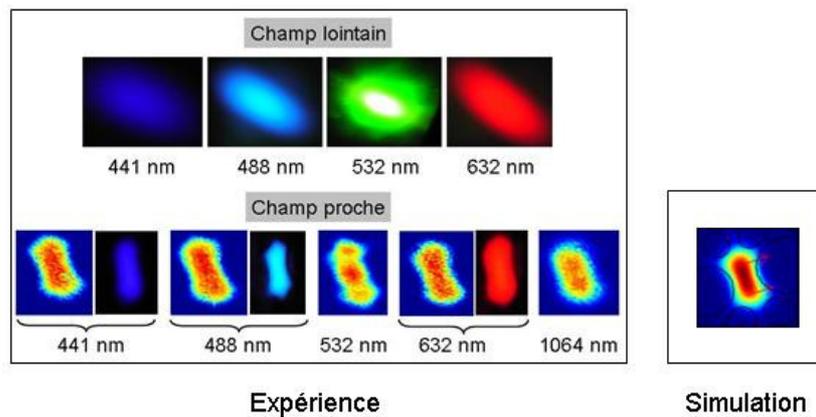


Figure II-46 : Image des modes en champ lointain (expérience) et en champ proche (expérience et simulation) dans le domaine visible et infrarouge

II.7.2.3. Injection dans les interstices : possibilité d'un deuxième guide d'ondes

La structure optogéométrique d'un guide d'ondes impose les conditions de propagation linéaires et non linéaires. L'utilisation des interstices de silice, localisés entre les trous d'air de la gaine d'une fibre microstructurée, a l'avantage de présenter un très bon confinement du champ électromagnétique ainsi qu'un profil de dispersion très différent de celui du cœur. Nous avons évalué leurs potentiels en terme d'élargissement spectral lors d'un processus de double pompage. On notera que quelques publications, non basées sur un système de double pompage, sont parues en utilisant des interstices [60].

En analysant l'image de la section transverse de la fibre optique biréfringente, nous nous sommes rendus compte que l'ensemble des zones interstitielles pouvait permettre une propagation guidée très non linéaire. La Figure II-47 montre les différents interstices qu'il est possible de tester.

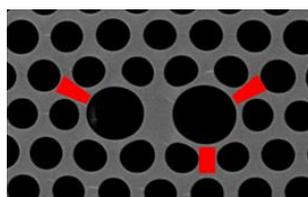


Figure II-47 : Image MEB de la coupe transverse de la région centrale de la FMAS biréfringente (en rouge : exemple d'interstices pouvant jouer le rôle de cœur secondaire)

Expérimentalement, nous avons injecté les deux faisceaux de pompe dans un interstice de la fibre. Le montage expérimental utilisé est identique aux précédents (Figure II-18). En sortie de fibre, nous avons observé la présence d'un continuum dans les domaines visible et infrarouge. Pour s'assurer que celui-ci provenait bien de la propagation de la lumière dans un interstice et non du cœur, nous avons imagé la face de sortie de la fibre à l'aide d'un objectif de microscope x100. Les images, présentées Figure II-48(a), montrent bien que le continuum est engendré par propagation de la lumière dans un interstice. L'utilisation de filtres interférentiels permet d'abaisser suffisamment la puissance pour acquérir une image claire de la structure du mode dans le visible et l'infrarouge. Cependant, nous avons constaté la présence d'énergie dans le cœur mais aussi dans d'autres zones de la fibre. Cette présence de puissance peut être due à l'imperfection de l'injection et/ou d'éventuels couplages entre les zones de silice. A l'aide d'un réseau de diffraction, nous avons examiné l'évolution du spectre visible quand l'injection des deux pompes est décalée dans un interstice (Figure II-48(b)). Le tracé du spectre est montré sur la Figure II-48(c). Nous remarquons d'une part une réduction du spectre infrarouge qui ne s'étend pas au-delà de 1400 nm et d'autre part un spectre visible moins étendu vers les fréquences bleues.

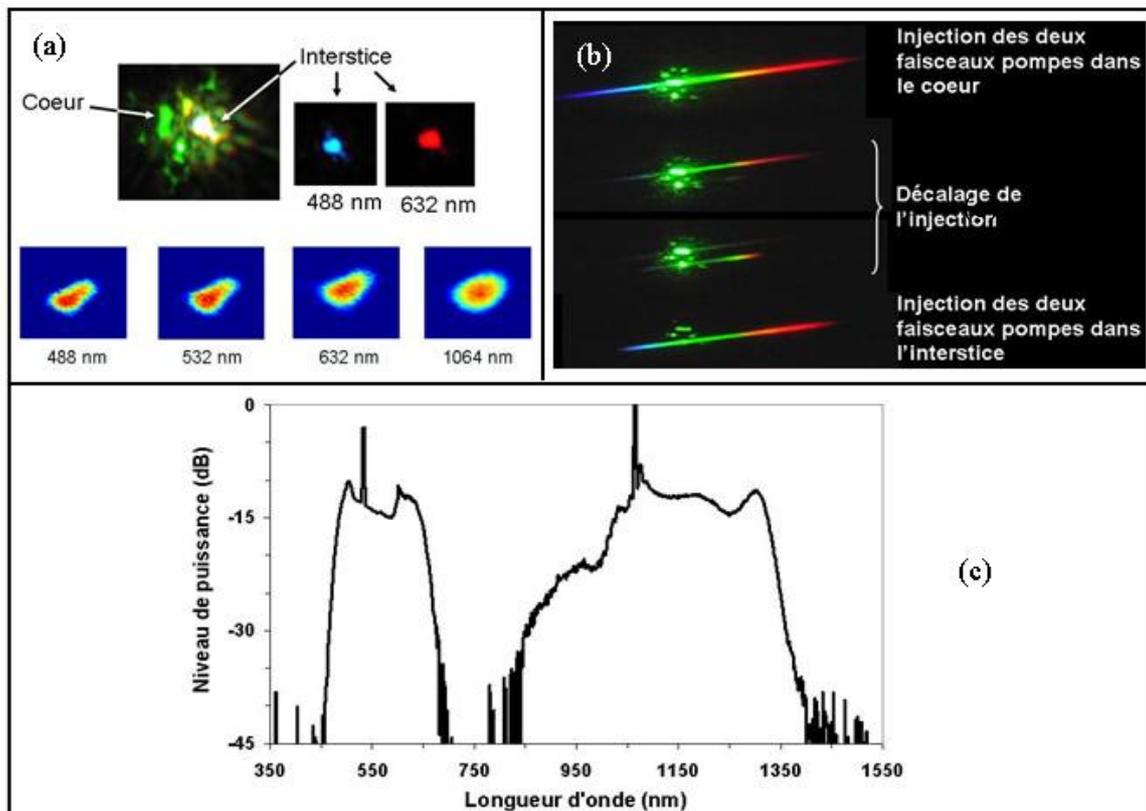


Figure II-48 : (a) Image en champ proche du faisceau en sortie de fibre optique à différentes longueurs d'onde ; (b) évolution du faisceau diffracté par un réseau en fonction du décalage de l'injection ; (c) spectre obtenu par un double pompage (532/1064 nm) à la sortie d'un interstice

Afin de mieux analyser les résultats expérimentaux, nous avons calculé la dispersion chromatique du mode se propageant dans un interstice en utilisant la méthode des éléments finis (logiciel *Femlab*). La difficulté de cette opération réside dans l'identification de la zone guidante utilisée expérimentalement et du dimensionnement de celle-ci. La Figure II-49 montre la localisation du champ électromagnétique, considéré pour nos calculs, dans la structure de la fibre optique. Les courbes de dispersion chromatique et des vitesses de groupe sont tracées sur la Figure II-50.

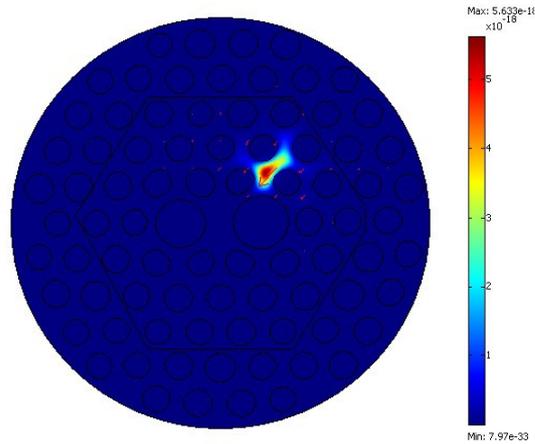


Figure II-49 : Image d'un champ électromagnétique obtenue par calcul numérique sous Femlab dans un interstice de la FMAS biréfringente

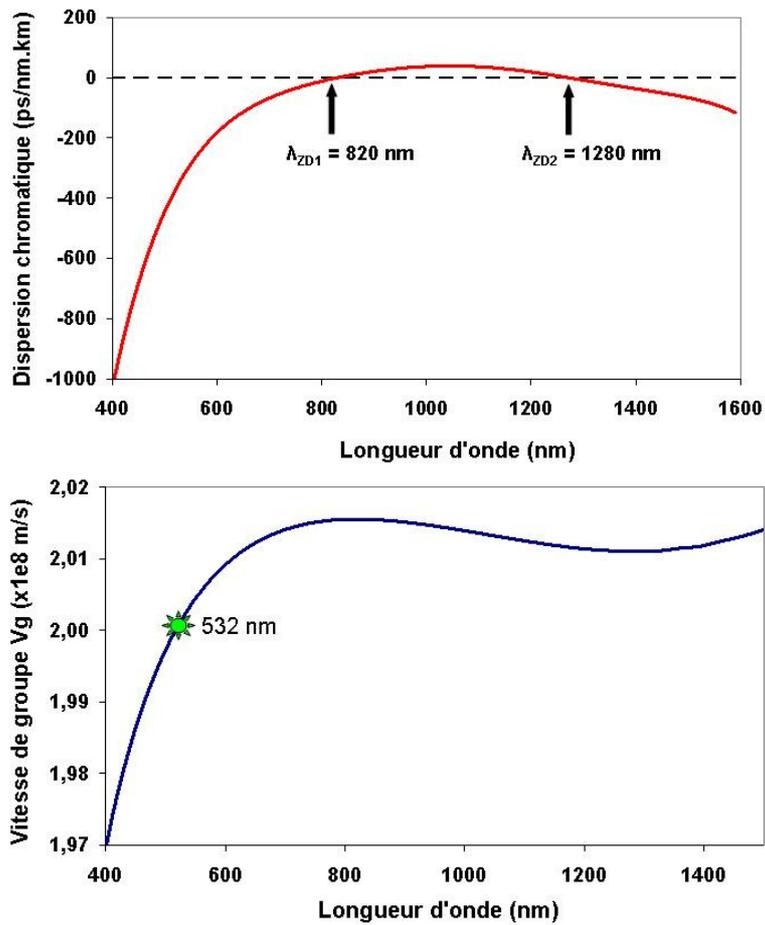


Figure II-50 : Courbes de dispersion chromatique et de vitesse de groupe du champ électromagnétique se propageant dans l'interstice présenté Figure II-49

En analysant dans un premier temps la courbe de dispersion chromatique, nous constatons la présence d'un deuxième zéro de dispersion dans le domaine infrarouge, localisé autour de 1280 nm. La présence d'un second zéro de dispersion engendre l'arrêt de l'autodécalage en fréquence des solitons vers les hautes longueurs d'onde [61, 62]. Ce résultat est assez facilement compréhensible du fait que le régime de dispersion, au-delà de ce second zéro, est normal et qu'il interdit toute propagation de solitons. Toutefois, ce phénomène d'arrêt de l'élargissement spectral est généralement accompagné, en régime femtoseconde, de l'émission d'ondes dispersives. On observe alors un peuplement du spectre en régime normal de l'autre côté du second zéro de dispersion (voir Figure I-12 du chapitre I). Dans notre cas, aucune génération d'ondes dispersives n'est observée. Il semblerait qu'en régime sub-nanoseconde la propagation des solitons constituant l'impulsion soit différente. Nous ne nous risquerons pas ici à une éventuelle explication sans une étude rigoureuse.

Dans un second temps, en analysant le domaine visible, nous avons remarqué un faible élargissement du côté des longueurs d'onde bleues. En traçant la courbe de vitesse de groupe liée à cet interstice, nous avons constaté qu'aucune longueur d'onde infrarouge n'avait de vitesse de groupe inférieure à celle de la pompe verte. Ainsi, le décalage engendré dans le visible ne devrait se faire que du côté des fréquences rouges. Ce désaccord, dans notre analyse, ne peut s'expliquer que par une erreur sur le calcul de la courbe de vitesse de groupe et peut être dû à :

- une erreur d'identification de l'interstice utilisé
- une fluctuation longitudinale de la taille des trous d'air sur le tronçon utilisé

Quoi qu'il en soit, cette génération de spectre dans un interstice de la gaine d'une fibre microstructurée montre une des limitations de la méthode du double pompage. Cette limitation réside dans le fait que le spectre visible dépend fortement du spectre infrarouge. En effet, toute réduction de l'expansion du continuum infrarouge vers les hautes longueurs d'onde entraîne automatiquement une diminution de la largeur du spectre généré dans le domaine visible. De plus, cette seconde longueur d'onde d'annulation de la dispersion est généralement obtenue dans des fibres microstructurées présentant des cœurs de très petites tailles [61]. Par conséquent, l'utilisation de telles fibres, dans un système de génération de supercontinuum par double pompage, peut constituer une limitation en terme d'élargissement spectral.

II.7.2.4. Fibre microstructurée biréfringente - conclusion

L'utilisation d'une fibre microstructurée biréfringente permet d'augmenter les effets dus à la polarisation sur les élargissements spectraux. Avec une biréfringence de phase supérieure à $1,8 \cdot 10^{-3}$ à 1050 nm, la fibre optique a des courbes de dispersion chromatique et de vitesse de groupe très différentes suivant ses axes neutres. Ainsi, par rotation de la polarisation linéaire des faisceaux d'entrée, il nous a été possible de décaler l'ensemble du spectre visible sur environ 40 nm. L'obtention de bande spectrale maximale dans le visible a été réalisée lorsque les polarisations des deux radiations de pompe ont été orientées parallèlement entre elles et suivant un de axes neutres. On note également que les spectres de sortie sont totalement polarisés avec un taux d'extinction supérieur à 15 dB. Ce comportement est prévisible puisque la biréfringence imposée par la forme de la structure photonique est très grande et permet donc de diminuer fortement l'impact des inhomogénéités longitudinales.

D'autre part, après observation de la génération d'un continuum dans un des interstices de silice présent dans la gaine, nous avons mis en évidence l'impact d'un second zéro de dispersion sur l'étalement du spectre visible. Nous avons également observé que la plupart des interstices sont couplés entre eux (voir l'expansion du champ électromagnétique dans la gaine sur la Figure II-49). Le phénomène d'échange énergétique pourrait faciliter la délocalisation de la seconde pompe dans un des cœurs secondaires. La génération du continuum visible serait alors assurée par le même phénomène de modulation de phase croisée en utilisant le couplage entre les guides. La délocalisation d'une des deux pompes permettrait alors d'augmenter la puissance injectée dans la fibre. Dans le but de nous diriger vers ces investigations, nous avons réalisé, en collaboration avec la plate forme PERFOS des fibres multi-cœurs, dont quelques images MEB sont montrées ci-dessous. Par ailleurs, il serait envisageable de réaliser une somme de multiples continua issus de différents cœurs.

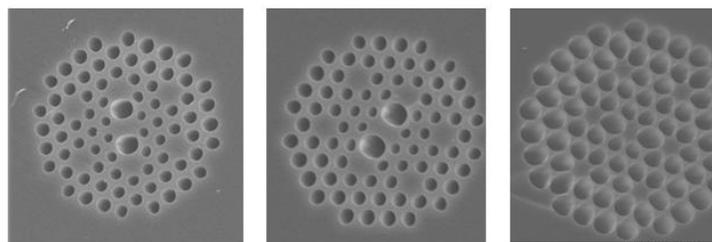


Figure II-51 : Images MEB de la coupe transverse de fibres multi-cœurs
(réalisation PERFOS)

II.8. Exemple d'application : microscopie CARS

La microscopie CARS (pour « Coherent Anti-stokes Raman Scattering ») est une méthode d'imagerie non linéaire, basée sur la détection des modes vibrationnels ou rotationnels des molécules. Cette technique a été proposée pour la première fois par Duncan *et al.* [20] en 1982, puis développée en configuration colinéaire par Zumbusch *et al.* [22]. Sa mise en œuvre nécessite deux sources lasers synchronisées (appelées « pompe » et « Stokes ») émettant des impulsions ultracourtes de fréquences centrales différentes à ν_p et ν_s . Ces impulsions sont spatialement superposées et focalisées sur l'échantillon à analyser. Un rayonnement cohérent est alors émis à une fréquence correspondante à la différence entre deux fois la fréquence de l'onde de pompe et la fréquence de l'onde Stokes par un processus de mélange à quatre ondes : $\nu_{CARS} = 2\nu_p - \nu_s$ [63]. De plus, lorsque la différence de fréquences entre l'onde de pompe et l'onde Stokes est identique à la fréquence de vibration d'une espèce moléculaire présente dans le milieu, cette radiation cohérente émise à la fréquence ν_{CARS} est exacerbée. La nature cohérente de l'émission CARS implique que le diagramme de rayonnement de l'onde émise dépend de la taille et de la forme de l'objet imagé [64, 65].

La microscopie CARS permet de réaliser une imagerie tridimensionnelle par balayage du spot sur l'échantillon. Plusieurs types de systèmes CARS existent, dans lesquels les ondes sont envoyées de manière colinéaire ou non. De plus, dans le cas où l'onde Stokes n'est plus une onde monochromatique mais un continuum de lumière, de largeur spectrale supérieure au décalage Raman, on parle de « CARS multiplex ». C'est cette dernière technique qui a été choisie par des chercheurs de l'université de Tokyo pour obtenir une trace CARS de composés liquides tels que le toluène et le benzène [21]. Dans cette expérience, les scientifiques ont utilisé un continuum visible généré par double pompage (réalisé au laboratoire). L'innovation présentée réside dans l'emploi d'un continuum visible obtenu par un laser de type *microchip* émettant des impulsions sub-nanosecondes. En effet, la majorité des systèmes CARS, publiée dans la littérature, emploie des impulsions femtosecondes [66]. Par conséquent, la configuration CARS développée à l'université de Tokyo permet de diminuer l'encombrement et le coût d'un tel procédé d'analyse. Le schéma du montage expérimental utilisé ainsi que deux mesures CARS, réalisées sur du toluène et du benzène, sont montrées Figure II-52.

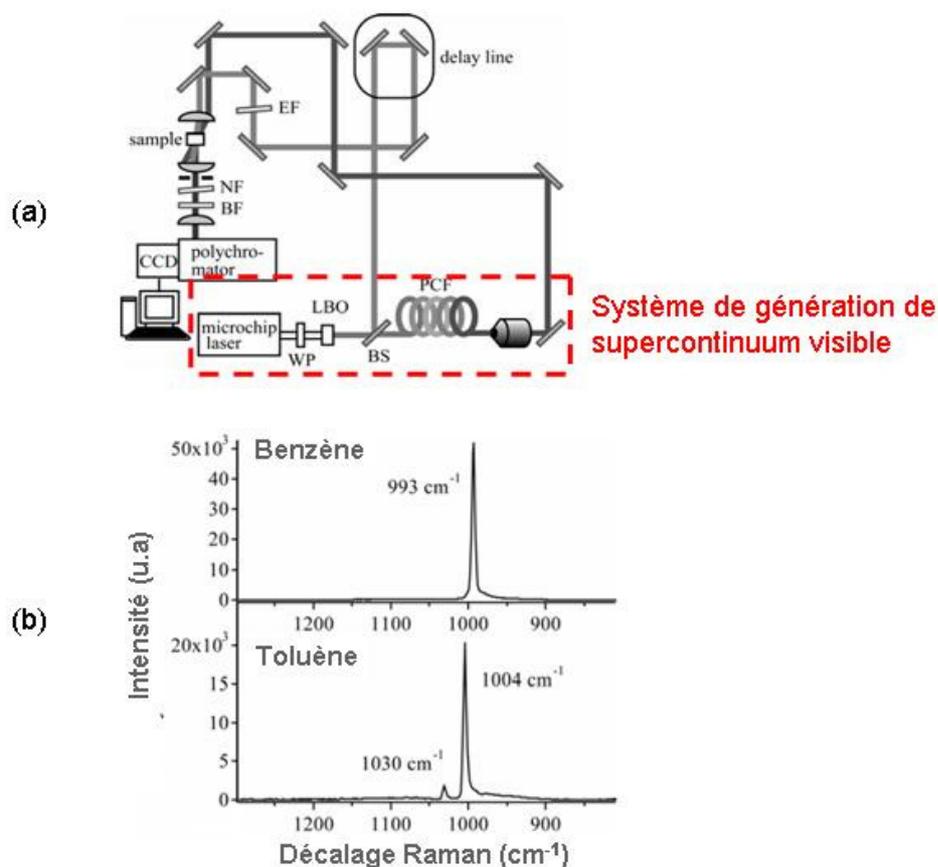


Figure II-52 : (a) Schéma de montage de l'expérimentation CARS incluant un système de continuum à double pompage ; (b) graphes montrant les signatures spectrales du benzène et du toluène

II.9. Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons étudié la génération de supercontinua en utilisant une méthode originale, basée sur l'utilisation de deux radiations de pompe synchrones possédant des longueurs d'onde très éloignées l'une de l'autre (532 et 1064 nm). Ces deux ondes sont couplées dans une fibre microstructurée air-silice hautement non linéaire. L'impulsion verte est injectée en fort régime de dispersion normal alors que l'impulsion infrarouge est en régime anormal. Après propagation dans quelques mètres de fibre, nous avons obtenu la génération de deux élargissements spectraux distincts, localisés dans les domaines infrarouge et visible. Le premier spectre issu de la pompe à 1064 nm s'est développé majoritairement vers les

hautes longueurs d'onde infrarouges couvrant au total une bande spectrale supérieure à 700 nm. Le second spectre est généré de manière homogène de part et d'autre de la pompe visible, entre 380 et 700 nm.

Des études systématiques ont été réalisées, afin de mettre en lumière l'implication des différents paramètres lors du processus d'élargissement (puissances de pompe, longueur de fibre, polarisation, décalage temporel des impulsions de pompe, localisation du zéro de dispersion, présence d'un second zéro de dispersion et biréfringence). Ces études expérimentales conjuguées à une approche simulateur, basée sur la résolution de l'équation non linéaire de Schrödinger, nous ont permis d'expliquer en détail les mécanismes non linéaires intervenant dans la génération de spectres larges. Le continuum infrarouge est obtenu principalement par une propagation solitonique basée majoritairement sur la fission et l'autodécalage en fréquence des solitons. Dans le domaine visible, l'extension du continuum est obtenue par l'effet de modulation de phase croisée induit par le spectre infrarouge sur l'onde de pompe verte. Les différentes vitesses des radiations infrarouges permettent d'obtenir un élargissement vers les longueurs d'onde rouges puis vers les bleues. L'élargissement du spectre visible est donc fixé par la puissance et les caractéristiques de propagation des solitons. En revanche, la densité spectrale de puissance du continuum visible est uniquement dépendante de la puissance de pompe verte. En d'autres termes, un continuum visible peut être obtenu quelque soit le niveau de puissance de pompe verte injecté dans la fibre optique. Concernant la position du zéro de dispersion, nous avons constaté que ce dernier n'est pas un paramètre prépondérant dans la construction des spectres. Cette observation est particulièrement intéressante pour relâcher les contraintes de fabrication sur les fibres optiques microstructurées. En effet, avec cette méthode, il est inutile de faire coïncider la longueur d'onde de pompe avec celle de l'annulation de la dispersion. Un grand nombre de fibres peuvent alors convenir pour générer un continuum visible. Nous avons également montré qu'en utilisant une fibre très biréfringente il était possible d'augmenter l'impact de la polarisation des ondes de pompe sur la construction du spectre. L'orientation des vecteurs polarisation privilégie donc un élargissement soit vers les longueurs d'onde rouges soit vers l'UV.

Au-delà des effets de conversion de fréquence, nous avons également mis en évidence la disparition complète et progressive d'une cascade Raman. Ce phénomène est dû à une réduction du gain Raman, générée par la pompe visible, sous l'effet de la modulation de phase croisée induit par le spectre infrarouge. Cette affectation entraîne alors une augmentation du

seuil d'apparition de la diffusion Raman. La compétition entre les effets non linéaires permet alors d'obtenir un spectre visible plus homogène.

Cependant, certains facteurs limitent l'élargissement spectral obtenu par la technique de double pompage. Effectivement, nous avons observé l'impact d'un second zéro de dispersion ou/et de la présence d'une forte atténuation liée aux ions OH^- sur les continua. Ces deux paramètres peuvent diminuer l'élargissement du spectre visible vers les fréquences bleues.

Ce système de pompage multiple peut être adapté à la génération d'ondes UV. En effet, les harmoniques trois (355 nm) et quatre (266 nm) de l'onde à 1064 nm permettraient d'obtenir, de manière homogène, des radiations aux très basses longueurs d'onde, ce qui est actuellement impossible avec les systèmes utilisant un simple pompage. Plusieurs paramètres seront à prendre en compte, tels que la transparence du guide d'ondes ou les effets d'achromatisme de la lentille de couplage. En effet, l'injection simultanée des ondes à 532 et 1064 nm n'est pas excessivement difficile ; il en est autrement pour les longueurs d'onde bleues ou UV. De plus, la recherche de guides plus élaborés, comme ceux montrés en fin de chapitre, peut amener des solutions nouvelles au couplage de deux, trois, voire quatre longueurs d'onde synchrones dans une fibre optique unique.

Pour finir, ce système de double pompage a été breveté par la société HORIBA ABX en vue de développer des applications concernant la caractérisation cellulaire (cytométrie de flux). Enfin, un prototype de source blanche, basé sur ce principe, a permis de démontrer une méthode d'imagerie non linéaire de type CARS en régime nanoseconde. Ces expériences ont été réalisées par l'université de Tokyo sur des liquides tels que le toluène et le benzène [21].

Bibliographie

- [1] **Marhic *et al.***, "Broadband fiber-optical parametric amplifiers and wavelength converters with low-ripple Chebyshev gain spectra", *Opt. Lett.*, **21**, p. 1354 (1996)
- [2] **McKinstrie *et al.***, "Parametric amplifiers driven by two pump waves", *IEEE Journ. of Select. Topics in Quantum Elect.*, **8**, p. 538 (2002)
- [3] **Provino**, "Génération et amplification contrôlées de très larges bandes spectrales dans les fibres optiques conventionnelles et microstructurées", Thèse, n° ordre : **947**, (2002)
- [4] **Provino *et al.***, "Amplification paramétrique à large bande et gain plat dans les fibres unimodales", JNOG99, **Amplificateurs et lasers à fibres**, p. 265 (1999)
- [5] **Provino *et al.***, "Broadband and nearly flat parametric gain in single-mode fibers", CLEO Europe Nice, **CLEOE.2000.909811**, (2000)
- [6] **Stolen *et al.***, "Parametric Amplification and Frequency Conversion in Optical Fibers", *IEEE Journ. Quantum Elect.*, **QE-18**, p. 1062 (1982)
- [7] **Wong *et al.***, "Polarization-Independent Two-Pump Fiber Optical Parametric Amplifier", *IEEE Photon. Tech. Lett.*, **14**, p. 911 (2002)
- [8] **Yang *et al.***, "Demonstration of two-pump fibre optical parametric amplification", *Elect. Lett.*, **33**, p. 1812 (1997)
- [9] **Pitois *et al.***, "Influence of parametric four-wave mixing effects on stimulated Raman scattering in bimodal optical fibers", *Opt. Lett.*, **23**, p. 1456 (1998)
- [10] **Sylvestre *et al.***, "Stimulated Raman suppression under dual-frequency pumping in singlemode fibres", *Elect. Lett.*, **34**, p. 1417 (1998)
- [11] **Tchofo.Dinda *et al.***, "Demonstration of stimulated-Raman-scattering suppression in optical fibers in a multifrequency pumping configuration", *JOSA B*, **16**, p. 757 (1999)
- [12] **Genty *et al.***, "Effect of cross-phase modulation on supercontinuum generated in microstructured fibers with sub-30 fs pulses", *Opt. Expr.*, **12**, p. 4614 (2004)
- [13] **Schreiber *et al.***, "Supercontinuum generation by femtosecond single and dual wavelength pumping in photonic crystal fibers with two zero dispersion wavelngths", *Opt. Expr.*, **13**, p. 9556 (2005)
- [14] **Liu *et al.***, "Soliton self-frequency shift in a short tapered air-silica microstructure fiber", *Opt. Lett.*, **26**, p. 358 (2001)

- [15] **Räikkönen *et al.***, "Supercontinuum generation by nanosecond dual-wavelength pumping in microstructured optical fibers", *Opt. Expr.*, **14**, p. 7914 (2006)
- [16] **Agrawal *et al.***, "Temporal and spectral effects of cross-phase modulation on copropagating ultrashort pulses in optical fibers", *Phys. Rev. A*, **40**, p. 5063 (1989)
- [17] **Genty *et al.***, "Route to broadband blue-light generation in microstructured fibers", *Opt. Lett.*, **30**, p. 756 (2005)
- [18] **Dudley *et al.***, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber", *Rev. of Modern Phys.*, **78**, p. 1135 (2006)
- [19] **Genty *et al.***, "Spectral broadening of femtosecond pulses into continuum radiation in microstructured fibers", *Opt. Expr.*, **10**, p. 1083 (2002)
- [20] **Duncan *et al.***, "Scanning coherent anti-Stokes Raman microscope", *Opt. Lett.*, **7**, p. 350 (1982)
- [21] **Okuno *et al.***, "Ultrabroadband (>2000 cm⁻¹) multiplex coherent anti-Stokes Raman scattering spectroscopy using a nanosecond supercontinuum light source", *Opt. Lett.*, **à paraître**, (2007)
- [22] **Zumbusch *et al.***, "Three-Dimensional Vibrational Imaging by Coherent Anti-Stokes Raman Scattering", *Phys. Rev. Lett.*, **82**, p. 4142 (1999)
- [23] **Millot**, "Multiple four-wave mixing-induced modulational instability in highly birefringent fibers", *Opt. Lett.*, **26**, p. 1391 (2001)
- [24] **Millot *et al.***, "Polarization mode dispersion and vectorial modulational instability in air-silica microstructure fiber", *Opt. Lett.*, **27**, p. 695 (2002)
- [25] **Agrawal**, "Nonlinear fiber optics", Academic press, **Third edition**, (2001)
- [26] **Sylvestre *et al.***, "Combined spectral effects of pulse walk-off and degenerate cross-phase modulation in birefringent fibers", *Journal of Nonlin. Opt. Phys. and Mat.*, **6**, p. 313 (1997)
- [27] **Lehtonen *et al.***, "Supercontinuum generation in a highly birefringent microstructured fiber", *Appl. Phys. Lett.*, **82**, p. 2197 (2003)
- [28] **Proulx *et al.***, "Intensity and polarization dependences of the supercontinuum generation in birefringent and highly nonlinear microstructured fibers ", *Opt. Expr.*, **11**, p. 3338 (2003)
- [29] **Reichenbach *et al.***, "The effects of randomly occurring nonuniformities on propagation in photonic crystal fibers", *Opt. Expr.*, **13**, p. 2799 (2005)
- [30] **Hwang *et al.***, "Birefringence induced by irregular structure in photonic crystal fiber", *Opt. Expr.*, **11**, p. 2799 (2003)

- [31] **Stolen *et al.***, "Raman response function of silica-core fibers", *JOSA B*, **6**, p. 1159 (1989)
- [32] **Mitschke *et al.***, "discovery of the soliton self-frequency shift", *Opt. Lett.*, **11**, p. 659 (1986)
- [33] **Blow *et al.***, "Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers", *IEEE Journ. Quantum Elect.*, **25**, p. 2665 (1989)
- [34] **Tonello *et al.***, "Frequency tunable polarization and intermodal modulation instability in high birefringence holey fiber", *Opt. Expr.*, **14**, p. 397 (2006)
- [35] **Alfano *et al.***, "Cross-phase modulation and induced focusing due to optical nonlinearities in optical fibers and bulk materials", *JOSA B*, **6**, p. 824 (1989)
- [36] **Andersen *et al.***, "High repetition rate tunable femtosecond pulses and broadband amplification from fiber laser pumped parametric amplifier", *Opt. Expr.*, **14**, p. 4765 (2006)
- [37] **Limpert *et al.***, "High-power femtosecond Yb-doped fiber amplifier", *Opt. Expr.*, **10**, p. 628 (2002)
- [38] **Limpert *et al.***, "Ultra-broad bandwidth parametric amplification at degeneracy", *Opt. Expr.*, **13**, p. 7386 (2005)
- [39] **Schreiber *et al.***, "High average power supercontinuum generation in photonic crystal fibers", *Opt. Comm.*, **228**, p. 71 (2003)
- [40] **Schreiber *et al.***, "Microjoule-level all-polarization-maintaining femtosecond fiber source", *Opt. Lett.*, **31**, p. 574 (2006)
- [41] **Saitoh *et al.***, "Empirical relations for simple design of photonic crystal fibers", *Opt. Expr.*, **13**, p. 267 (2005)
- [42] **Golovchenko *et al.***, "Mutual influence of the parametric effects and stimulated Raman scattering in optical fibers", *IEEE Journ. Quantum Elect.*, **26**, p. 1815 (1990)
- [43] **Tchofo.Dinda *et al.***, "Polarization switching and suppression of stimulated Raman scattering in birefringent optical fibers", *JOSA B*, **15**, p. 1433 (1998)
- [44] **Stolen *et al.***, "Phasematching in birefringent fiber", *Opt. Lett.*, **6**, p. 213 (1981)
- [45] **Chee *et al.***, "Raman-assisted parametric frequency and polarization conversion in a birefringent fiber", *Opt. Lett.*, **14**, p. 820 (1989)
- [46] **Yang *et al.***, "Stimulated four-photon mixing with crossed pump dividing in an optical fiber", *Opt. Lett.*, **15**, p. 1002 (1990)
- [47] **Trillo *et al.***, "Parametric and Raman amplification in birefringent fibers", *JOSA B*, **9**, p. 1061 (1992)

- [48] **Sylvestre et al.**, "Suppression of stimulated Raman scattering in optical fibres by power-controlled multifrequency pumping", *Opt. Comm.*, **159**, p. 32 (1999)
- [49] **Vertikov et al.**, "Mixed-mode and single-mode types of parametric suppression of stimulated Raman scattering in birefringent fibres", *Sov. Lightwave commun.*, **2**, p. 119 (1992)
- [50] **Mamyshev et al.**, "Switching of the frequency shift of stimulated Raman scattering caused by parametric interaction in optical fibres", *Sov. Lightwave commun.*, **2**, p. 73 (1992)
- [51] **Chee et al.**, "Polarization-dependent parametric and Raman processes in a birefringent optical fiber", *IEEE Journ. Quantum Elect.*, **26**, p. 541 (1990)
- [52] **Dana et al.**, "Quantum suppression of diffusion on stochastic webs", *Phys. Rev. Lett.*, **73**, p. 1609 (1994)
- [53] **Brandon et al.**, "Suppression of Brillouin effect by amplitude modulation and polarization scrambling", *Brevet*, **WO 00/31903**, (2000)
- [54] **Lee et al.**, "Effect of external phase modulation on suppression of stimulated Brillouin scattering in an optical transmission system using fiber lasers", *Proc. of SPIE*, **4579**, p. 350 (2001)
- [55] **Downie et al.**, "Experimental study of SBS mitigation and transmission improvement from cross-phase modulation in 10.7 Gb/s unrepeated systems", *Opt. Expr.*, **15**, p. 9527 (2007)
- [56] **Horiuchi et al.**, "Stimulated Brillouin scattering suppression effects induced by cross-phase modulation in high power WDM repeaterless transmission", *Elect. Lett.*, **34**, p. 390 (1998)
- [57] **Shiraki et al.**, "Suppression of stimulated Brillouin scattering in a fibre by changing the core radius", *Elect. Lett.*, **31**, p. 668 (1995)
- [58] **Kim et al.**, "Measurement of the nonlinear index of silica-core and dispersion-shifted fibers", *Opt. Lett.*, **19**, p. 257 (1994)
- [59] **Wang et al.**, "Highly birefringent lamellar core fiber", *Opt. Expr.*, **13**, p. 5988 (2005)
- [60] **Dupriez et al.**, "Efficient white light generation in secondary cores of holey fibers", *Opt. Expr.*, **15**, p. 3729 (2007)
- [61] **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.*, **13**, p. 6181 (2005)
- [62] **Hilligsoe et al.**, "Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero dispersion wavelengths", *Opt. Expr.*, **12**, p. 1045 (2004)

- [63] **Shen**, "The principles of non linear optics ", Wiley, (1984)
- [64] **Volkmer *et al.***, "Vibrational Imaging with High Sensitivity via Epidetected Coherent Anti-Stokes Raman Scattering Microscopy", *Phys. Rev. Lett.*, **87**, p. 23901 (2001)
- [65] **Djaker *et al.***, "Refractive effects in coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy", *Appl. Opt.*, **45**, p. 7005 (2006)
- [66] **Djaker *et al.***, "Coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy (CARS) : Instrumentation and applications", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **571**, p. 177 (2007)



- CHAPITRE III -
SYSTEMES D'ELARGISSEMENT
SPECTRAL AVEC CREATION D'UNE
POMPE SECONDAIRE INTRA-FIBRE



III.1. Introduction

Comme nous avons pu le voir au chapitre II, le système de génération de spectres large bande par double excitation synchrone, en fort régime de dispersion normal et anormal, permet d'obtenir un continuum visible de 380 à 700 nm. Au-delà de la suppression des composantes Stokes Raman, l'une des particularités de ce processus de génération de continuum visible est le découplage, certes partiel mais bien réel, entre la largeur de bande spectrale et la densité de puissance par unité de longueur d'onde. En effet, dans le domaine visible, l'étalement spectral est principalement fixé par les conditions de propagation des ondes infrarouges alors que la densité spectrale de puissance est essentiellement induite par la puissance de l'onde de pompe à 532 nm. Quoi qu'il en soit, on est conscient que le découplage n'est pas total du fait de l'implication de l'intensité de l'onde verte dans le processus de la modulation de phase croisée qui induit le décalage spectral maximum. Dans ces conditions, la propagation d'une onde à 532 nm de faible voire très faible intensité peut être modulée et donc induire la création d'un élargissement spectral.

Afin de faire évoluer le système de double pompage, nous avons envisagé d'engendrer la seconde onde de pompe directement dans la fibre optique à partir d'une unique onde de pompe à 1064 nm. Deux mécanismes non linéaires différents peuvent permettre d'atteindre cet objectif. Le premier processus concerne la génération de second harmonique directement dans la fibre. Malgré la propriété de centrosymétrie de la silice qui interdit théoriquement tout doublage de fréquence, des expériences montrent qu'il est possible d'initier la génération d'harmonique deux dans les fibres. De plus, une exacerbation de cette conversion de fréquence peut être obtenue en réalisant le marquage d'un réseau périodique dans la fibre, permettant d'obtenir l'égalité des vitesses de phase entre les ondes. Une inscription de réseau, appelée « poling », peut s'effectuer de manière toute optique. Le second mécanisme envisagé est le mélange à quatre ondes. Dès les premières dizaines de centimètres de propagation dans le guide, la génération efficace d'une onde anti-Stokes, la plus éloignée possible de l'onde de pompe, peut alors jouer le rôle de la seconde onde de pompe afin d'initier un élargissement vers les radiations bleues.

Dans un premier temps, après la mise en évidence du phénomène de génération de second harmonique dans une fibre microstructurée fortement dopée au germanium, nous présentons des résultats de génération de continuum visible initiée dans cette fibre après « poling ». Nous ne détaillerons pas les études systématiques qui ont été réalisées par Madame Christelle

Lesvigne-Buy, sur la génération de second harmonique intra-fibre, mais nous montrerons uniquement les principaux résultats issus de notre collaboration. Dans un second temps, nous décrirons l'utilisation d'un processus de mélange à quatre ondes, issue d'un pompage à 1064 nm, permettant de simuler un double pompage et d'induire un spectre large dans la région du visible. Enfin nous concluons en adaptant ce système de mélange quatre ondes obtenu en régime de dispersion anormal au régime normal.

III.2. Génération de second harmonique dans une fibre optique microstructurée pour la réalisation d'une source blanche

La génération de second harmonique dans les fibres optiques en silice est théoriquement impossible, comme nous l'avons vu au premier chapitre. Cependant, plusieurs articles ont montré la capacité des fibres à pouvoir engendrer une onde au second harmonique. Bien que la mise en évidence d'une non linéarité d'ordre deux ait été envisagée dans les matériaux massifs [1, 2], nous nous intéressons ici à l'obtention de cet effet uniquement dans les fibres optiques.

Les premières observations d'une non linéarité du second ordre dans les fibres optiques ont été publiées aux débuts des années 80 [3, 4]. Dans les deux cas, les chercheurs ont utilisé un laser Nd:YAG délivrant des impulsions à 1064 nm qu'ils ont injectées dans une fibre optique dopée au germanium. L'obtention, de la génération de second harmonique a été expliquée comme étant dû à un effet de type quadrupolaire et par la présence de biréfringence aux interfaces cœur/gaine. Par la suite en 1986, Österberg et Margulis ont démontré la possibilité d'engendrer un rayonnement unique à l'harmonique deux dans des fibres standard dopées elles aussi au germanium [5, 6]. Ils ont montré qu'au bout de plusieurs heures d'illumination, le taux de génération de second harmonique atteignait une plage de saturation. Les influences de la polarisation et de la longueur de fibre ont également été mises en lumière. Un taux de génération supérieur à 5 % a été obtenu [6]. Deux effets sont à l'origine de cette génération d'harmonique. Le premier effet est dû à des biréfringences locales situées aux interfaces cœur/gaine et à la présence d'atomes de germanium qui brisent la centrosymétrie de

la silice. Dans ces conditions, un taux de conversion faible peut être spontanément obtenu. Le second phénomène concerne un effet de marquage de la silice grâce aux interférences obtenues entre l'onde fondamentale et son harmonique. L'effet de cette technique, appelée « seeding technic » ou « optical poling », a été observée par Margulis *et al.* de manière spontanée dans une fibre optique. Le battement entre les ondes fondamentale et harmonique crée, par l'intermédiaire de la susceptibilité non linéaire d'ordre trois, un champ électrique statique E_{DC} qui module l'indice du cœur de la fibre par un déplacement local de charges électriques. Ce réseau est plus ou moins modulé en fonction de l'intensité relative des ondes de pompe. Par la suite, la propagation unique de l'onde fondamentale à travers ce réseau se traduit par la génération d'une radiation à la fréquence double en régime de quasi accord de phase. Ce modèle a été mis en évidence dans plusieurs publications [7-10]. En dehors des expériences publiées par Margulis, les taux de conversion restent faibles et sont proches de 0,3 % pour une étude publiée par Stolen *et al.* [9], 0,5 % pour Farries *et al.* [8] et 1,5 % pour Saifi *et al.* [10]. Dianov *et al.* [7] ont montré l'efficacité d'un tel processus dans des fibres dopées aux terres rares (erbium, terbium, samarium). Il en ressort une efficacité de conversion de 8.10^{-3} % dans une fibre dopé à l'erbium.

Pour accroître le coefficient non linéaire d'ordre deux obtenu dans les fibres, d'autres techniques de « poling » ont été démontrées. La première, appelée généralement « poling » électrique, utilise un champ électrique de forte intensité appliqué à l'aide d'électrodes périodiques à pas constant. Dans ces conditions, une modulation locale permanente de l'indice du cœur de la fibre a été obtenue. Les premiers travaux ont été publiés par Kashyap *et al.* en 1988 [11, 12]. Un taux de génération de second harmonique proche $3,57.10^{-4}$ % a été démontré. Plus tard, d'autres travaux ont été rapportés [13-15]. En 1999, Pruneri *et al.* [16] ont montré qu'une efficacité de conversion de plus de 30 % pouvait être atteinte en utilisant ce procédé d'inscription électrique. Le principal défaut de cette méthode de « poling » est la faible longueur sur laquelle il est possible d'obtenir un réseau homogène (quelques dizaines de centimètres).

La seconde méthode, pour obtenir un effet de « poling », consiste à chauffer le matériau à une température de 200 - 300 °C tout en lui appliquant un champ électrique statique de forte intensité (quelques kV). L'échantillon est ensuite ramené à sa température ambiante toujours sous champ électrique. Cette méthode thermique a permis d'obtenir une non linéarité d'ordre deux, de trois ordres de grandeur supérieure à celle obtenue par « poling » optique. Les premières démonstrations ont été effectuées par Bergot *et al.* [17] puis par Myers *et al.* [18]

dans un bloc massif de verre de silice. Plus tard, ce principe a été appliqué aux fibres avec une implantation des électrodes dans deux trous d'air adjacents au cœur [19, 20]. Une fibre dont une partie de sa gaine est polie (fibre en D) a également été utilisée [16, 21, 22]. Les conversions obtenues dans les fibres sont de l'ordre de quelques pourcents malgré une plus forte non linéarité. Néanmoins, Pruneri *et al.* ont montré une efficacité de génération de second harmonique de 21 % dans une fibre optique dopée au germanium [16]. Pour expliquer le phénomène physique engendré lors du « poling » thermique, deux hypothèses sont énoncées. La première explication donnée est un déplacement de charges dû à la présence d'impuretés dans le verre (sodium, potassium, lithium) [23]. L'accroissement de la température augmente la conductivité du matériau ce qui permet l'établissement d'une migration des charges sous l'influence du champ statique. Lors du refroidissement ces ions sont piégés et laissent une zone dépeuplée du côté de l'anode et casse la symétrie du matériau. Un autre phénomène, lié à l'orientation d'entités dipolaires serait également présent dans le processus de marquage [23]. Le principal inconvénient de ce type de « poling » concerne la génération de second harmonique qui n'est pas réalisée à l'accord de phase. Ceci diminue alors le taux de génération malgré une forte susceptibilité non linéaire d'ordre deux.

Une équipe de recherche australienne a démontré une autre technique de « poling » basée sur une exposition UV d'une fibre optique dopée au germanium [24]. Le matériau n'est plus chauffé mais insolé par une radiation UV. La non linéarité d'ordre deux obtenue par ce type de technique est d'environ 6 pm/V (~ 1 pm/V obtenu thermiquement). Cependant, peu d'études ont été menées sur ce type de « poling ». Ceci est notamment dû à la difficulté de reproduction des résultats obtenus par Fujiwara. Comme pour le « poling » thermique, l'orientation dipolaire et/ou le déplacement de charges sont les phénomènes énoncés pour expliquer l'instauration de la non linéarité d'ordre deux [25].

Le « poling » assisté par laser CO₂ [26-28] et le « e-beam poling » (bombardement et implantation d'électrons) sont deux autres méthodes qui ont aussi montré leur capacité en terme d'induction de non linéarité d'ordre deux dans des structures dites centrosymétriques. Le « poling » assisté par laser CO₂ est basé sur le même principe que le « poling » thermique puisque l'exposition à la radiation de 10,6 μm va entraîner une montée en température du matériau, due à une bonne absorption de la silice. Lors de ce processus, la fibre est soumise à un fort champ électrique. Les premiers résultats ont montré, sur une fibre dopée germanium, une non linéarité de 0,06 pm/V [27]. Par la suite une valeur de 0,4 pm/V [28] fut atteinte ce qui est du même ordre de grandeur que le « poling » thermique. De son côté le « e-beam

poling » consiste à implanter des charges directement dans le matériau afin de briser la symétrie. Le principe a été démontré tout d'abord dans un verre de silice [29] avant d'être appliqué à une fibre optique dopée germanium [30]. La susceptibilité d'ordre deux est annoncée à 0,2 pm/V.

Dans notre étude, nous avons privilégié la technique de « poling » par voie optique. Ce choix a été guidé par une facilité de mise en œuvre et par le fait que la longueur de fibre sur laquelle peut être réalisée le marquage est potentiellement très grande. Les résultats obtenus sont présentés dans la partie suivante.

III.2.1. Génération de second harmonique dans une fibre microstructurée air-silice fortement dopée au germanium

Cette étude a fait l'objet d'une étroite collaboration avec Christelle Lesvigne-Buy dont la génération de second harmonique dans les fibres optiques microstructurées dopées ou non constitue une partie de son travail de thèse.

Le but des travaux est de prouver que la génération de second harmonique peut être une alternative à l'utilisation d'une seconde onde de pompe (externe à la fibre) pour la génération d'un continuum dans le domaine visible, basée sur le processus de double pompage. Pour atteindre cet objectif, Alcatel-Lucent (maintenant DRACA Comteq) a conçu, en collaboration avec notre laboratoire XLIM, une fibre optique microstructurée fortement non linéaire dopée au germanium. La quantité de dopant présent dans le cœur est de 22,8 % (molaire). La fibre optique présente des diamètres de trous de 2,1 μm avec un espacement moyen entre les trous de 2,3 μm . Un diamètre de cœur de 1,8 μm donne une aire effective du mode fondamental proche de 2,4 μm^2 à la longueur d'onde de 1064 nm. La forte proportion d'air $d/\Lambda \sim 0,9$ associée à un petit cœur permet un décalage du zéro de dispersion près de 875 nm. La courbe de dispersion chromatique, calculée par la méthode numérique des éléments finis, est montrée sur la Figure III-1, avec la photographie de la coupe transverse de la fibre optique. Il est à noter que cette fibre n'est pas strictement monomode transverse. Nous avons donc réalisé une injection sélective dans le cœur et nous avons enroulé la fibre sur un élément cylindrique afin de purger les modes d'ordre haut.

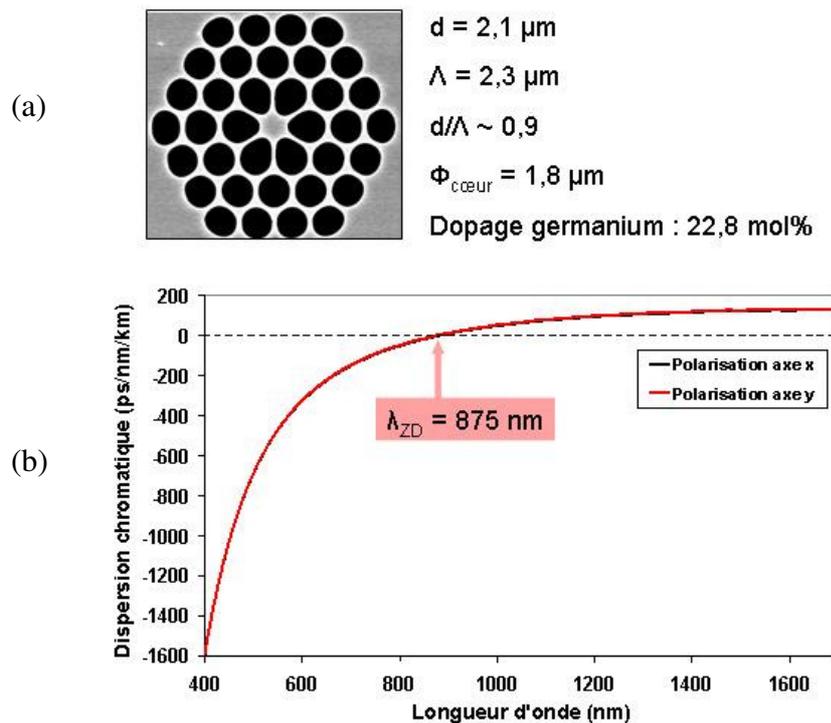


Figure III-1 : (a) Image MEB de la section transverse de la fibre optique avec ces caractéristiques ; (b) courbe de dispersion chromatique du mode fondamental suivant les deux axes de polarisation

Le banc d'expérimentation est proche de celui utilisé précédemment pour l'étude du système à double pompage (Figure III-2). Nous pouvons contrôler séparément la puissance et l'orientation des polarisations linéaires de chaque radiation (532 et 1064 nm). Pour assurer une bonne efficacité d'inscription du réseau, nous avons aligné, dans la même direction, les vecteurs polarisation des deux pompes. La longueur de la fibre est fixée à seulement 42 cm pour minimiser les effets non linéaires. Le faisceau en sortie de fibre optique est collimaté par un objectif de microscope x100. Dans le but de ne détecter que la radiation de second harmonique à 532 nm, nous avons placé un filtre passe haut de type BG18 et un filtre interférentiel à 532 nm de 3 nm de bande passante. La détection est alors réalisée par un photomultiplicateur relié à un oscilloscope. Le niveau de tension obtenu après le photomultiplicateur est ensuite converti en puissance grâce à un étalonnage du système avec un cristal non linéaire.

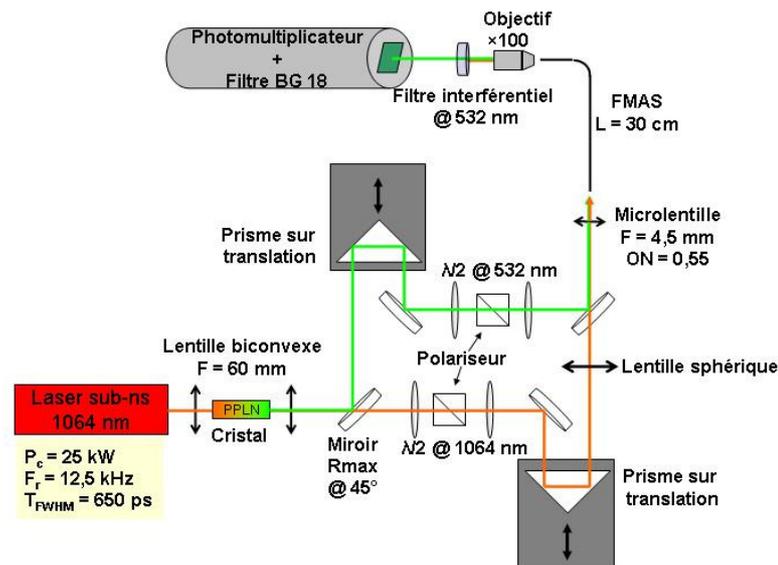


Figure III-2 : Schématisation du montage expérimental pour réaliser le « poling » optique de la FMAS dopée germanium

La première opération consiste à inscrire le réseau et de contrôler son évolution en estimant, par des phases périodiques de lecture, le taux de conversion. L'écriture du réseau est réalisée en couplant simultanément la radiation à 532 et 1064 nm dans la fibre. Le temps d'irradiation est chronométré pendant une durée d'environ 10 secondes. Au bout de ce cycle, on a coupé l'injection dans la fibre, en plaçant un écran opaque devant la lentille de couplage. Puis, pendant deux secondes, on a réalisé la lecture en envoyant uniquement l'onde à 1064 nm et on a mesuré le taux de conversion. En alternant les phases d'écriture et de lecture, nous avons tracé l'évolution de la puissance moyenne de second harmonique en fonction du temps d'écriture du réseau (Figure III-3). La courbe a été obtenue pour des puissances moyennes proches de $P_{\omega} = 20$ mW pour le fondamental et de $P_{2\omega} = 12$ mW pour le second harmonique. Cela représente respectivement des puissances crêtes de 2,4 kW et de 2,1 kW. L'évolution obtenue est caractéristique de l'efficacité croissante de la conversion de fréquence en fonction du temps d'écriture et se trouve en bon accord avec les résultats rapportés dans la littérature [7, 31]. La saturation de l'effet de marquage est obtenue après 100 secondes d'exposition à une fréquence de récurrence de 12,5 kHz. Le taux de conversion maximum est estimé à environ 2,2 %.

Dans un second temps, nous avons mesuré la puissance moyenne de l'harmonique deux générée en fonction du temps d'exposition à la radiation infrarouge (phase de lecture, voir Figure III-4). La puissance de l'onde fondamentale est toujours de $P_{\omega} = 20$ mW. Nous

constatons une diminution de la puissance de second harmonique, ce qui traduit l'effacement partiel du réseau photo-inscrit. Après 25 minutes de lecture, nous atteignons une valeur résiduelle constante de la génération de second harmonique, estimée à 60 % de la valeur maximale obtenue.

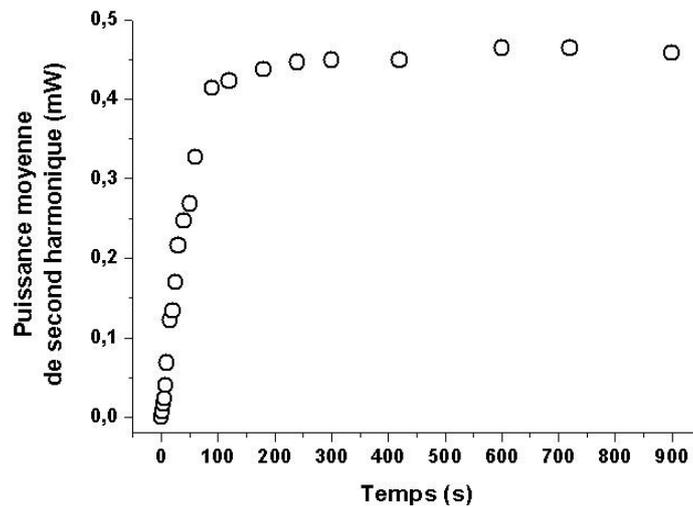


Figure III-3 : Evolution de la puissance moyenne de second harmonique (532 nm) engendrée dans la fibre en fonction du temps d'exposition aux deux radiations
($L_{\text{fibre}} = 0,45 \text{ m}$, $P_{2\omega} = 12 \text{ mW}$, $P_{\omega} = 20 \text{ mW}$)

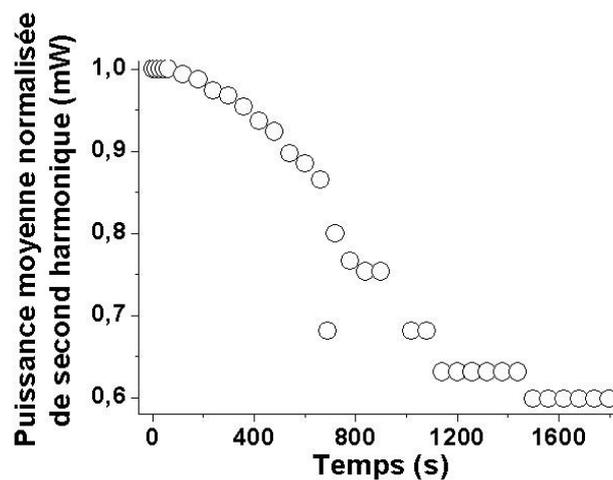


Figure III-4 : Evolution de la puissance moyenne de second harmonique (532 nm) engendrée dans la fibre en fonction du temps d'exposition à la radiation fondamentale
($P_{\omega} = 20 \text{ mW}$)

Nous avons pu obtenir la génération de second harmonique dans une fibre microstructurée non linéaire dopée au germanium de 45 cm de longueur. Une conversion de 2,2 % a été obtenue, ce qui représente une puissance crête de 78 W à 532 nm. La non linéarité inscrite par « poling » optique est effaçable par lecture du réseau à 1064 nm. Ceci peut être notamment dû à la différence de phase entre l'onde infrarouge et le signal vert qui est modifiée entre la phase d'inscription et de lecture du réseau d'indice. En d'autres termes, ce phénomène contribue à la réinscription d'un second réseau, induite par le battement entre les deux ondes, avec un léger décalage spatial et donc un effacement partiel du premier réseau. En complément de ces résultats, plusieurs études systématiques montrant l'impact de différents paramètres tels que : la longueur de fibre, la polarisation, le taux de dopage, l'intensité et la phase relative entre les ondes de pompe lors de l'inscription, sont en cours afin de mieux appréhender la phase d'inscription du réseau. Ce travail est actuellement réalisé par Christelle Lesvigne-Buy qui est en deuxième année de thèse. Par ailleurs, nous avons déjà observé plusieurs effets parasites majeurs comme l'implication de différents modes de propagation dans la fibre dus à l'hypersensibilité de l'injection. En effet, une modification du couplage dans le guide, entraînant une modification de la structure modale excitée, conduit inévitablement à l'effacement du réseau. Le guide optique le mieux adapté serait donc un guide parfaitement unimodal transverse aux deux longueurs d'onde (fondamentale et harmonique).

III.2.2. Elargissement spectral dans le visible issu de la génération de second harmonique dans la fibre

Après avoir vérifié la possibilité d'obtenir une génération de second harmonique par propagation dans une fibre optique non linéaire, nous avons testé la réalisation d'une source de continuum visible basée sur une double excitation. La différence majeure avec les expériences montrées au chapitre II provient de la génération de l'onde de pompe visible directement dans la fibre à partir de la radiation infrarouge.

L'expérience a été réalisée sur 4 m de fibre optique vierge de toute illumination. Les polarisations linéaires des deux pompes, pour le processus de « poling », ont été orientées parallèlement de telles sortes que l'inscription du réseau soit la plus efficace possible. Avant d'injecter les deux faisceaux simultanément, nous avons couplé séparément chaque pompe

afin d'optimiser leur injection dans la fibre. Les spectres obtenus séparément sont alors montrés sur la Figure III-5. La puissance de la pompe verte a été réglée de façon à n'avoir qu'une seule raie Raman. La puissance infrarouge a été optimisée pour obtenir un élargissement spectral allant de 1000 à 1750 nm. Pour une injection unique de l'onde à 1064 nm, nous avons noté la présence de pics dans le spectre visible (421 et 525 nm). Les longueurs d'onde sont portées par des modes d'ordres supérieurs et ne sont en aucun cas générées par un éventuel doublage de fréquence. Ce processus de conversion est le résultat d'une génération de troisième harmonique à partir du spectre infrarouge et avec un accord de phase sur des modes d'ordre élevé. Plusieurs publications, montrant ce phénomène dans les fibres microstructurées, ont été rapportées [32, 33]. Une photographie du mode en champ lointain est montrée en encadré sur la Figure III-5(a). La puissance de pompe infrarouge est de 3 kW tandis que la puissance couplée à 532 nm est de 150 W.

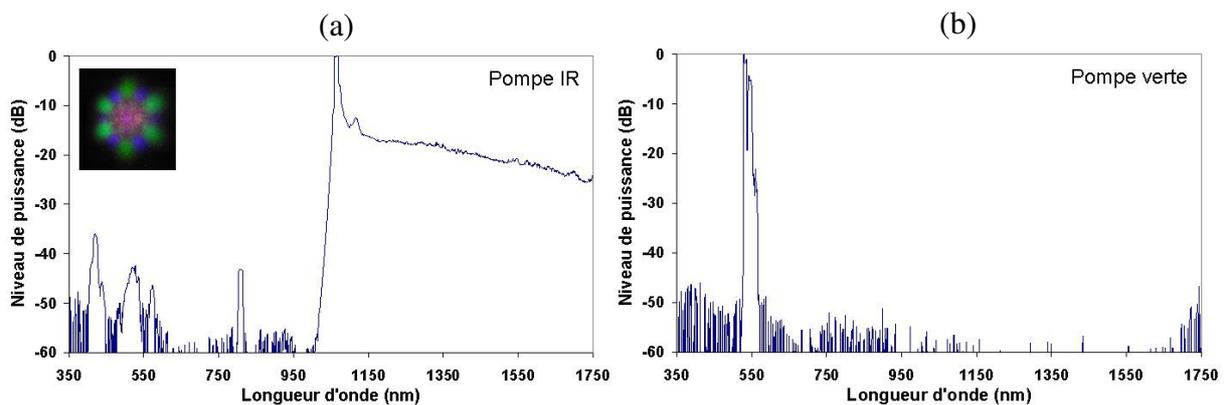


Figure III-5 : Spectres de puissance engendrés dans la FMAS par un pompage à 1064 nm ($P_{1064} = 3$ kW, encart : image en champ lointain du mode en sortie de fibre) (a) et par un pompage à 532 nm ($P_{532} = 150$ W) (b)

Ensuite, nous avons couplé les deux longueurs d'onde simultanément dans la fibre optique, engendrant un supercontinuum similaire à celui décrit dans le chapitre précédent (Figure III-6(a)). Le processus d'inscription de la non linéarité d'ordre deux s'est donc fait sous des conditions d'excitation large bande et non de manière monochromatique, comme nous l'avons décrit précédemment dans la démonstration de « poling » optique. Nous commenterons cela plus en détail dans la conclusion. Après 7 minutes d'irradiation, nous avons coupé la pompe verte pour n'injecter que la radiation infrarouge. La mesure du spectre utilisant l'unique onde de pompe à 1064 nm est montrée sur la Figure III-6(b). Hormis le spectre infrarouge, on a observé l'apparition d'un spectre visible dont le profil est identique à

celui obtenu en régime de double pompage, s'étalant de 400 à 650 nm ; seul son niveau de puissance est plus faible d'environ 16 dB. Une image du faisceau visible, diffracté par un prisme, est montrée sur la Figure III-6(b). Ce phénomène de génération de continuum dans le visible est identique au processus non linéaire décrit dans le chapitre II, pour un système à double pompage. La génération de l'onde à 532 nm, obtenue directement dans la fibre optique, apporte un aspect nouveau. Par la suite, nous avons caractérisé la structure modale de l'onde à 532, 632 et 1064 nm. Toutes ces radiations étaient portées par le mode fondamental LP_{01} .

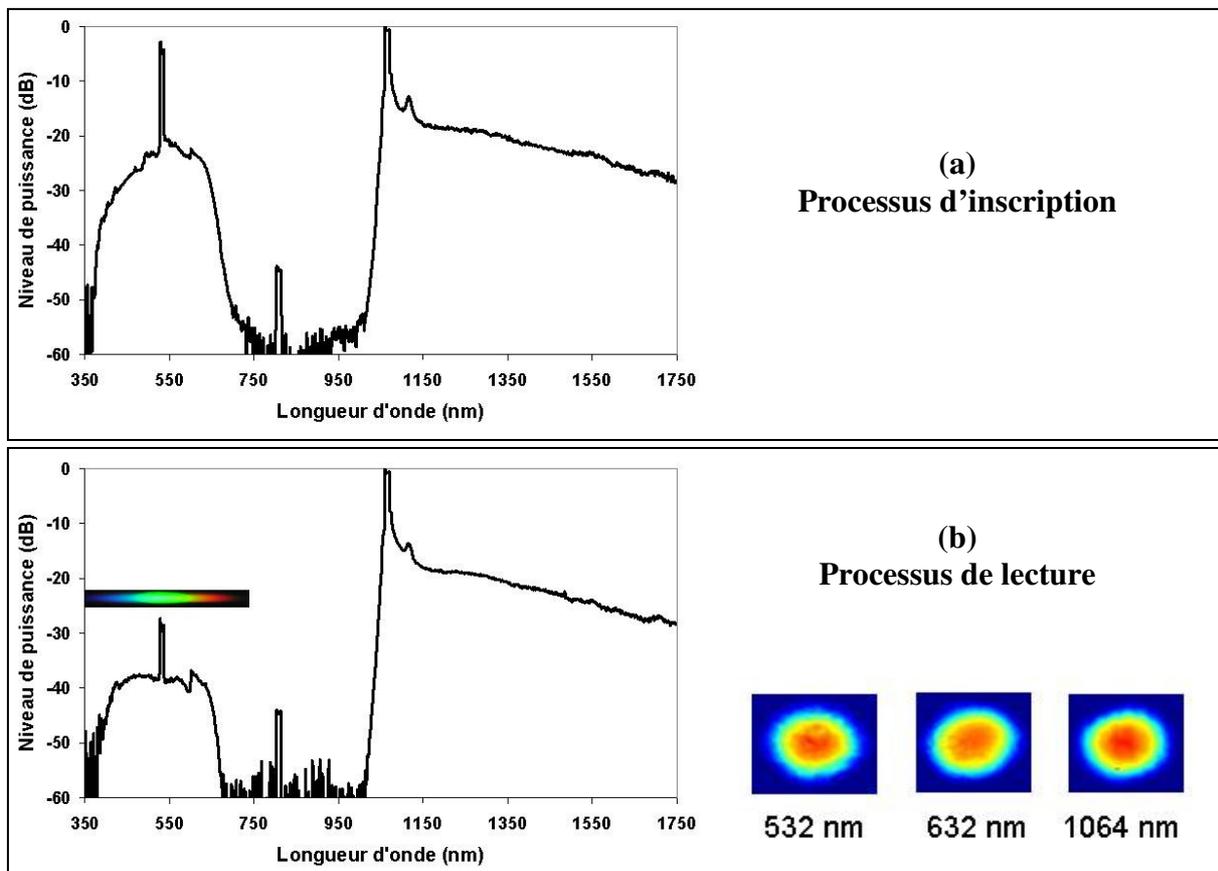


Figure III-6 : Spectres de puissance mesurés lors de l'inscription de la non linéarité d'ordre deux par un bi-pompage (a) et lors de la lecture par un pompage unique à 1064 nm (b)

Après la démonstration de la formation d'un continuum contrôlée par la génération de second harmonique, nous avons étudié l'évolution du niveau de puissance du spectre visible en fonction du temps d'irradiation de la fibre à 1064 nm, les paramètres de puissance, de polarisation et de longueur de fibre étant inchangés. Sur la Figure III-7(a) sont représentés les spectres mesurés pour différents temps de lecture. Le premier tracé (0 min) correspond à la

mesure juste après avoir arrêté le processus de marquage, la dernière mesure étant réalisée après 125 minutes d'excitation du guide. Nous avons constaté une diminution du niveau de puissance au cours du temps et donc un effacement du réseau photo-inscrit. Cependant, même après 125 minutes, l'effacement semble être stoppé. La baisse de niveau est alors d'environ 3 dB. La vitesse d'effacement lors de la phase de lecture est en bon accord avec plusieurs études publiées sur la non linéarité d'ordre deux photo-induite [34, 35] mais semble plus lente que celle observée précédemment (d'un facteur 5 environ) (Figure II-7(b)).

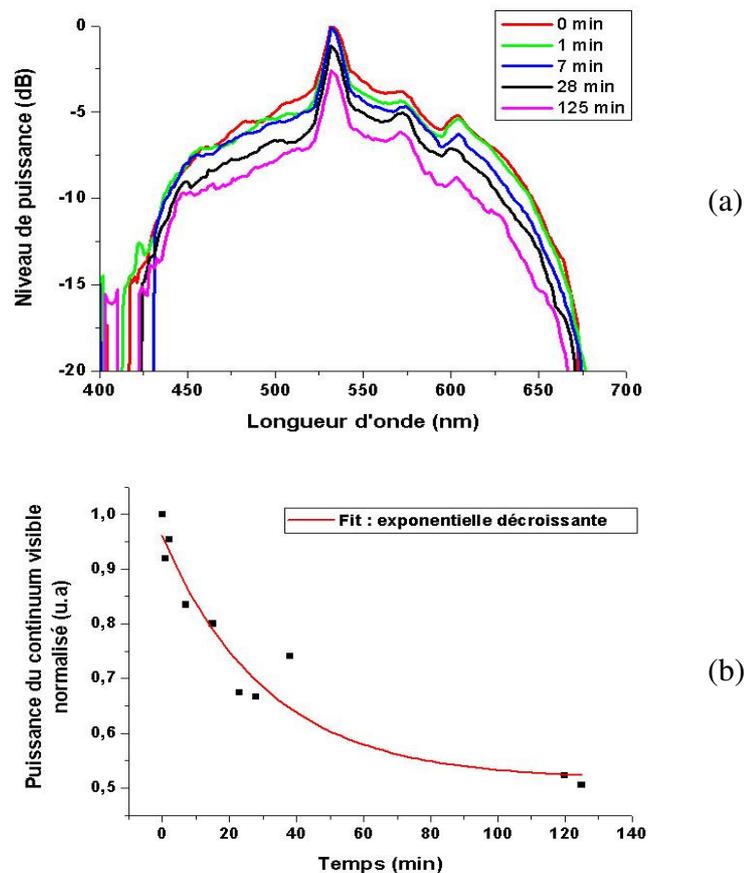


Figure III-7 : (a) Evolution du spectre visible en fonction du temps d'exposition à la radiation fondamentale ($P_{1064} = 3 \text{ kW}$) ; (b) évolution de la puissance normalisée du spectre visible en fonction du temps de lecture (superposition d'une courbe de tendance en rouge)

Il est également à noter que l'inscription et la lecture du réseau, permettant la génération de second harmonique par quasi accord de phase, sont sensibles à l'orientation des vecteurs polarisation. Nous n'avons pas réalisé une étude systématique en fonction de la polarisation mais uniquement vérifié, lors du processus de lecture, l'importance de ce paramètre. La Figure III-8 montre la comparaison entre deux spectres obtenus avec une orientation du

vecteur polarisation de 0° et 90° par rapport à la direction du vecteur polarisation utilisée lors de l'inscription. Aucun élargissement spectral n'est observé pour une polarisation à 90° . Ceci est tout à fait conforme aux observations publiées dans la littérature et confirme l'implication d'un processus de quasi accord de phase dans la génération de second harmonique.

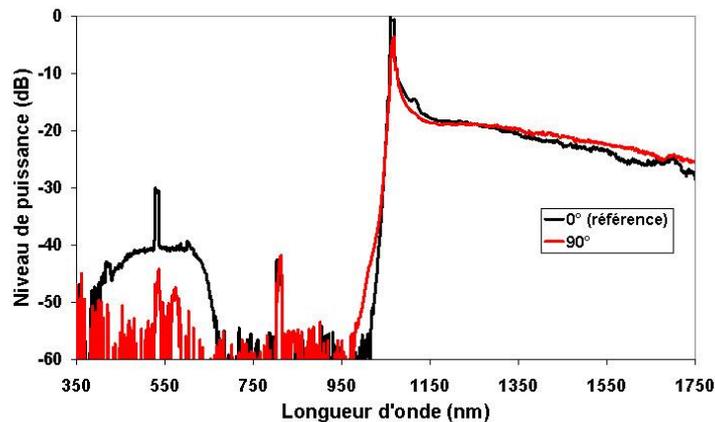


Figure III-8 : Spectres correspondant à une orientation du vecteur polarisation de l'onde fondamentale par rapport à celle utilisée pour l'inscription du réseau (parallèle (0°) et orthogonale (90°))

III.2.3. Génération de second harmonique - conclusion

A travers une génération de second harmonique photo-induite dans une fibre optique, nous avons montré la possibilité de générer un élargissement spectral dans le domaine visible. Nous avons utilisé une fibre microstructurée air-silice à petit cœur fortement dopée au germanium.

Dans une première étape d'expérimentation, nous avons cherché à connaître l'efficacité de conversion qu'il était possible d'obtenir par inscription toute optique. Les mesures effectuées ont permis d'obtenir un taux de conversion proche de 2,2 % sur 45 cm de fibre. La vitesse d'inscription est très rapide et sature après quelques minutes d'exposition. Un effacement du processus a été observé à hauteur de 40 %. La génération d'un supercontinuum nécessitant une longueur de fibre optique plus grande, nous avons étudié l'impact de la génération de second harmonique dans une fibre de 4 m de longueur. Après inscription du réseau dans la fibre, nous avons obtenu un élargissement spectral homogène de part et d'autre de la longueur d'onde à

532 nm. Le mécanisme non linéaire est similaire à celui présenté au chapitre II. L'onde générée à 532 nm dans les premiers centimètres de fibre optique interagit avec le spectre infrarouge par modulation de phase croisée entraînant un décalage vers les fréquences rouges et bleues.

Ces premières expériences ont pour but de démontrer la potentialité qu'offre la génération de second harmonique intra-fibre dans l'établissement d'un supercontinuum. Toutefois, d'autres études complémentaires, montrant l'impact des différents paramètres sur l'inscription et la lecture du réseau, restent à être menées (par exemple, l'impact de la proportion de la puissance entre l'onde infrarouge et visible, de la longueur du guide, de la polarisation lors de l'inscription, de la dépolarisation de la fibre, des pertes linéiques, de la phase à l'origine des ondes d'entrée).

Il s'avère également que l'inscription en régime monochromatique, c'est-à-dire sans l'élargissement des spectres à 1064 et 532 nm, est différente de celle obtenue en régime d'élargissement spectral. En effet, lors de l'utilisation d'une fibre de grande longueur (4 m), l'inscription du réseau a, dans un premier temps, été réalisée en limitant la puissance d'entrée à 1064 et 532 nm de manière à n'obtenir aucun élargissement spectral infrarouge et visible. Dans un second temps, nous avons envoyé uniquement l'onde infrarouge pour engendrer une radiation à la fréquence double. Lors de l'augmentation progressive de la puissance de l'onde infrarouge pendant la lecture, le spectre infrarouge s'est étalé tandis que la génération de second harmonique s'est affaiblie progressivement. La modification des conditions de propagation, entre la phase d'inscription et la phase de lecture, semble être très défavorable à la conversion de fréquence par « poling » optique. La génération d'ondes infrarouges après l'inscription, induit des interférences donnant naissance à des réseaux secondaires et conduisant à l'effacement du réseau initial. Seule l'inscription et la lecture du réseau, en régime large bande permet d'obtenir le continuum visible. Ce processus d'inscription, en régime polychromatique, reste à être étudié.

Enfin, nous avons observé l'impact du couplage sur l'inscription du réseau. En effet, dans le cas présenté ici, la fibre peut supporter la propagation de modes d'ordre supérieur que nous n'avons pas excités. Malgré cela, nous avons pu observer que la modification du couplage des ondes durant l'inscription induisait l'effacement immédiat (temps d'exposition < 20 secondes) du réseau photo-inscrit. Ce phénomène est dû à la superposition de plusieurs modes ne voyageant pas à la même vitesse dans la fibre. Il est donc primordial d'obtenir une très bonne stabilité de l'injection et d'utiliser une fibre strictement monomode transverse.

III.3. Mélange à quatre ondes large bande pour la génération d'un continuum visible

III.3.1. Pompage en régime anormal à 1064 nm

Comme nous avons pu le voir précédemment, il est possible dans un système à double pompage de remplacer une des radiations excitatrices externes par la génération de celle-ci directement dans la fibre. Le processus, démontré en utilisant la susceptibilité non linéaire d'ordre deux, peut également être obtenu par une non linéarité d'ordre trois. Dans ce cas, nous n'avons plus d'interaction à trois ondes mais à quatre ondes. Le but est donc d'initier, dès l'entrée de l'unique onde de pompe dans la fibre, une conversion de fréquence efficace vers une onde anti-Stokes. Cette conversion doit être réalisée avec un écart fréquentiel le plus important possible afin d'accéder à un élargissement dans le domaine visible. Le continuum final est alors dû, comme précédemment, à la modulation de phase croisée du spectre infrarouge sur la seconde pompe créée (onde anti-Stokes) dans la fibre optique. Pour mettre en évidence cette approche, nous avons utilisé une fibre microstructurée dans laquelle nous avons réalisé une injection sélective. En effet, si nous souhaitons utiliser un mélange à quatre ondes unique et maîtriser l'apparition d'une onde anti-Stokes, il faut avoir un paramètre de contrôle de l'accord de phase. Celui que nous avons choisi concerne l'excitation modale. Le couplage de l'onde pompe dans la fibre permettra alors d'initier ou non le processus.

III.3.1.1. Montage expérimental

Le montage expérimental utilisé est représenté Figure III-9. Il est composé d'une source laser Nd:YAG de type *microchip* déclenchée passivement. Les impulsions délivrées sont d'une durée de 600 ps à une longueur d'onde de 1064 nm et avec une fréquence de répétition de 6 kHz. La polarisation linéaire du faisceau est orientée grâce une lame demi-onde placée en sortie du laser. La radiation infrarouge est directement injectée dans une fibre microstructurée air-silice de 2 m de longueur à l'aide d'une microlentille.

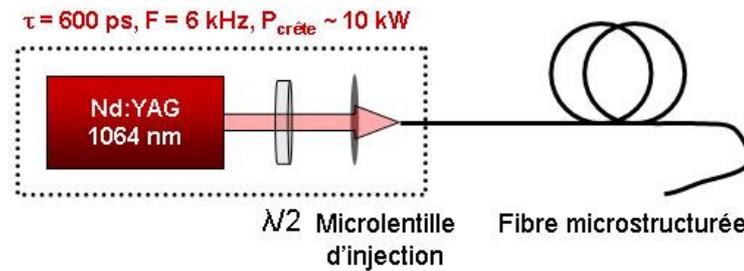


Figure III-9 : Schéma du montage expérimental utilisé lors d'une excitation à 1064 nm

La gaine de la fibre est composée de trous d'air espacés de $2,2 \mu\text{m}$ dont leur diamètre moyen est de $1,5 \mu\text{m}$. Le diamètre du cœur central est donc de $\sim 2,9 \mu\text{m}$. La proportion d'air $d/\Lambda = 0,68$ autorise la propagation d'au moins six modes transverses (deux avec un profil de type LP_{01} et quatre avec un profil LP_{11}) comme montré sur la Figure III-10. Dans un premier temps, la sélection des modes peut se faire par l'orientation de la polarisation du faisceau de pompe. Par conséquent, si le faisceau est injecté suivant un des axes neutres de la fibre, les modes excités ne seront plus que trois (injection suivant axe x , excitation possible : LP_{01x} , LP_{11x_horiz} , LP_{11x_vert}). De plus, la réalisation d'un mode laser plus petit que la surface du cœur permet d'exciter séparément soit le mode LP_{01} uniquement (excitation centrale Figure III-11) soit un des modes LP_{11} , ou encore les deux à la fois. En injectant de manière particulière le mode laser, il est donc possible de n'exciter que deux modes transverses dont la puissance est répartie de manière équilibrée sur ces derniers (par exemple LP_{01x} et LP_{11x}).

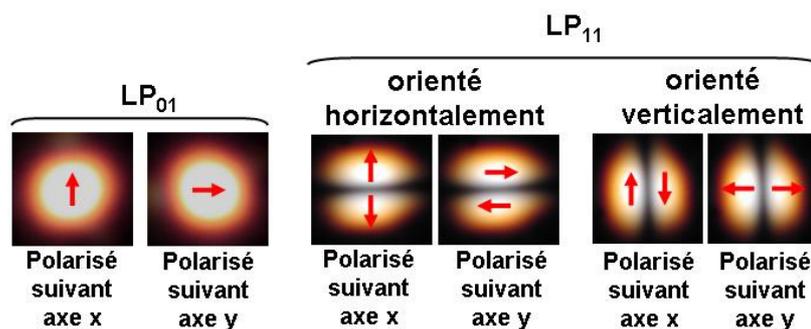


Figure III-10 : Images des modes LP_{01} et LP_{11} pouvant être guidés par la FMAS

(flèches rouges : orientation des vecteurs polarisation)

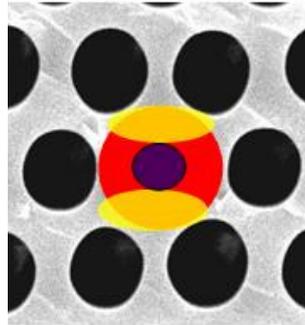


Figure III-11 : Schématisation de la répartition spatiale des modes guidés, LP₀₁ (rouge) et LP₁₁ (jaune) ainsi que du mode laser (bleu) permettant de réaliser une injection sélective de la puissance ; exemple d'excitation du mode LP₀₁ uniquement

Les courbes de dispersion des modes LP₀₁ et LP₁₁ suivant un des axes neutres de la fibre ont été calculées par la méthode des éléments finis (Figure III-12). Le zéro de dispersion du mode LP₀₁ est localisé autour de 840 nm alors que pour le mode LP₁₁, il est d'avantage décalé vers les basses longueurs d'onde et se situe à 710 nm environ.

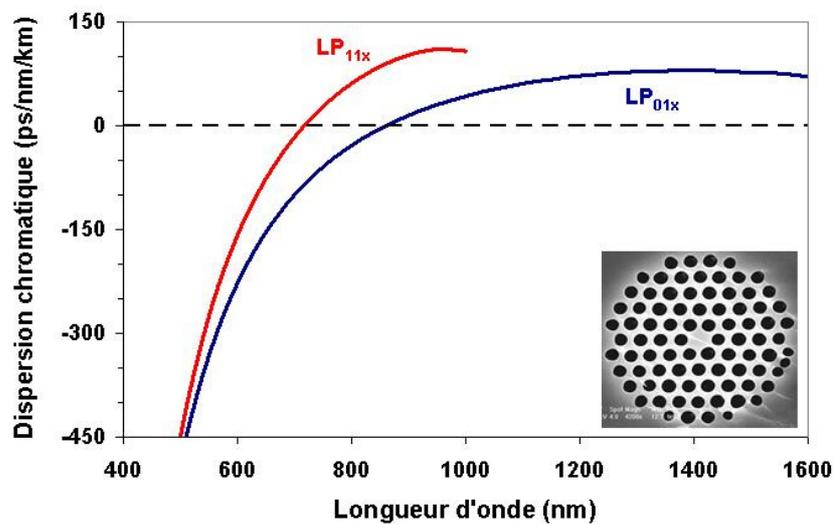


Figure III-12 : Courbe de dispersion chromatique des modes LP_{01x} et LP_{11x} de la FMAS à partir de sa structure réelle (en encart)

III.3.1.2. Résultats expérimentaux et discussions

L'injection d'environ 2-3 kW de puissance crête à 1064 nm sur le mode fondamental, dans la fibre optique précédemment décrite, a permis de générer un continuum infrarouge s'étalant de 1000 à 1750 nm, comme nous l'avons vu précédemment dans le chapitre II (Figure II-3). Toutefois, aucun élargissement spectral dans la région du visible n'est observé. En modifiant le couplage et en excitant simultanément les deux premiers modes transverses de propagation (LP_{01} et LP_{11}), il est possible d'obtenir un continuum ultra large dans le visible. Le spectre obtenu (Figure III-13(a)) s'étend sur toute la fenêtre de transparence de la silice (350-1750 nm). L'élargissement spectral dans le domaine infrarouge possède un niveau de puissance supérieur aux longueurs d'onde générées en dessous de la pompe à 1064 nm. L'écart de niveau entre les deux domaines est d'environ 10 dB. On note que la variation du niveau de puissance dans l'infrarouge est proche de 5 dB entre 1100 et 1750 nm. Cette valeur est la même concernant le domaine visible. Par ailleurs, les longueurs d'onde inférieures à 800 nm se propagent sur le second mode LP_{11} (voir Figure III-13(b)). En tournant la polarisation d'entrée, les deux lobes laissent place à un mode en forme de couronne plus connu sous le nom de « donut ». Dans ce dernier cas, nous avons la superposition spatiale de deux modes LP_{11} (horizontal et vertical).

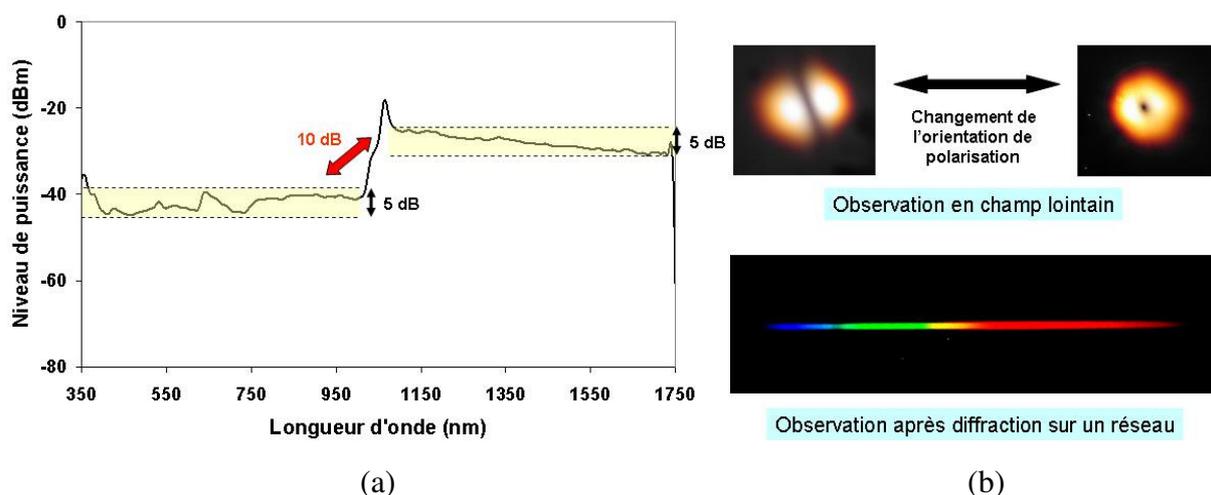


Figure III-13 : (a) Spectre de puissance en sortie de fibre pour un pompage unique à 1064 nm; (b) image du mode en champ lointain dans le visible suivant deux orientations différentes de polarisation en entrée ; image du faisceau diffracté par un réseau

Dans le but de décrire précisément le mécanisme non linéaire à l'origine de l'élargissement spectral, nous avons étudié l'évolution spatiale du mode en sortie de fibre en fonction de la longueur d'onde. Pour réaliser cette expérience, nous avons collimaté le faisceau en sortie de fibre puis nous l'avons envoyé sur un réseau de diffraction. L'analyse du mode est réalisée dans une seule dimension sur le faisceau diffracté. La sélection de la longueur d'onde est obtenue de manière spatiale à l'aide d'une fente derrière laquelle est placée une fibre standard multimode 50/125, connectée à un analyseur de spectre optique. L'ajout d'une caméra sensible aux fréquences visibles et infrarouges a permis de réaliser l'analyse modale. Le montage expérimental d'analyse est schématisé Figure III-14. Lors de cette expérimentation, nous avons orienté le mode de façon à pouvoir observer verticalement les deux lobes du mode LP_{11} . Les résultats obtenus sont montrés sur la Figure III-15. Dans un premier temps, ces résultats ont confirmé le fait que toutes les longueurs d'onde générées dans le domaine visible sont portées par le mode d'ordre supérieur LP_{11} . Ce mode est unique jusqu'à la longueur d'onde de 867 nm. Dès 880 nm, nous avons constaté la présence d'énergie au centre du faisceau, ce qui traduit la superposition du mode fondamental (LP_{01}) et du second mode (LP_{11}). Ce phénomène s'est confirmé vers les hautes longueurs d'onde. A 1076 et 1097 nm, le mode le plus énergétique est a priori le mode fondamental, sans toutefois exclure la présence du mode LP_{11} .

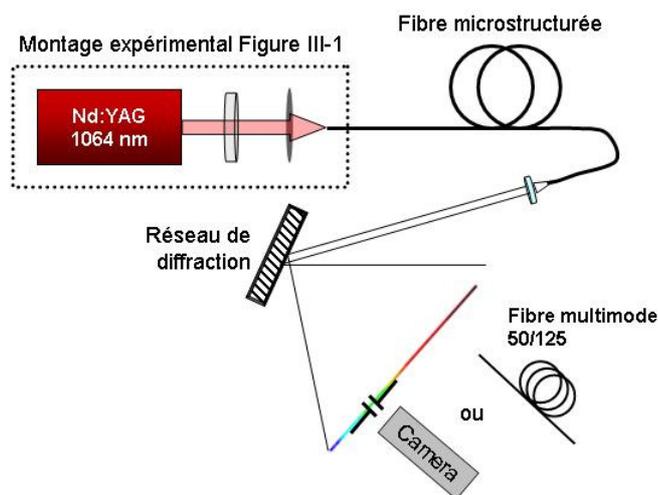


Figure III-14 : Schéma du montage expérimental permettant de visualiser le mode en sortie de fibre optique en fonction de la longueur d'onde

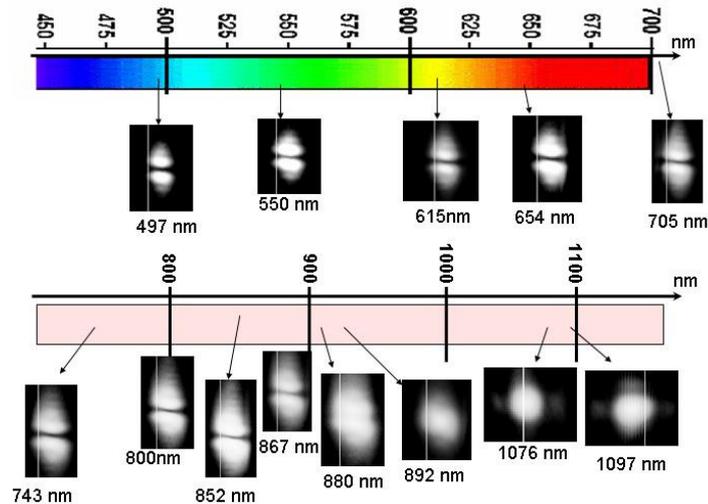


Figure III-15 : Evolution du mode en fonction de la longueur d'onde

Nous pouvons déjà conclure que le processus non linéaire est basé sur une excitation de deux modes à la longueur d'onde de pompe infrarouge. A Partir de cet instant, et après avoir réalisé l'étude de la structure spatiale du faisceau de sortie, les investigations concernant l'obtention d'un spectre large sur le mode LP_{11} dans la région du visible ont été réalisées par Christelle Lesvigne-Buy. Pour cela, elle a fait évoluer le dessin de la fibre et a expliqué en totalité le phénomène non linéaire à l'origine de l'élargissement. Nous présentons donc ici un résumé concis de son travail qui permet de bien comprendre la construction du spectre que nous avons obtenu.

Son travail a été réalisé dans une des fibres très biréfringentes, fibrées au laboratoire, et qui permettent la propagation des mêmes modes LP_{01} et LP_{11} que dans la fibre que nous avons utilisée. Il est alors possible d'exciter indépendamment le mode fondamental ou les deux premiers modes transverses de propagation (LP_{01} et LP_{11}) de la fibre. Pour information, la gaine est composée de trous d'air dont le diamètre est de $1,85 \mu\text{m}$ pour un pas de $2,6 \mu\text{m}$. Le cœur est elliptique du fait de la présence de deux gros trous situés dans la première couronne et placés symétriquement. Les diamètres des gros trous sont de $3,3 \mu\text{m}$ et $3,6 \mu\text{m}$. A 1064 nm , quatre modes sont guidés, deux modes fondamentaux ($LP_{01x,y}$) et deux modes d'ordre élevé ($LP_{11x,y}$). Les courbes de dispersion chromatique ont été calculées et sont tracées sur la Figure III-16. Ces dernières montrent des zéros de dispersion à 827 nm et 866 nm pour les mode LP_{01x} et LP_{01y} respectivement. Les modes LP_{11x} et LP_{11y} ont des longueurs d'onde d'annulation de dispersion à 757 nm et 764 nm . Il est à noter que tous les modes guidés à la

longueur d'onde de 1064 nm se propagent en régime de dispersion anormal. Dans le but de faire apparaître d'avantage les mélanges paramétriques, une courte longueur de fibre (50 cm) a été utilisée dans un premier temps.

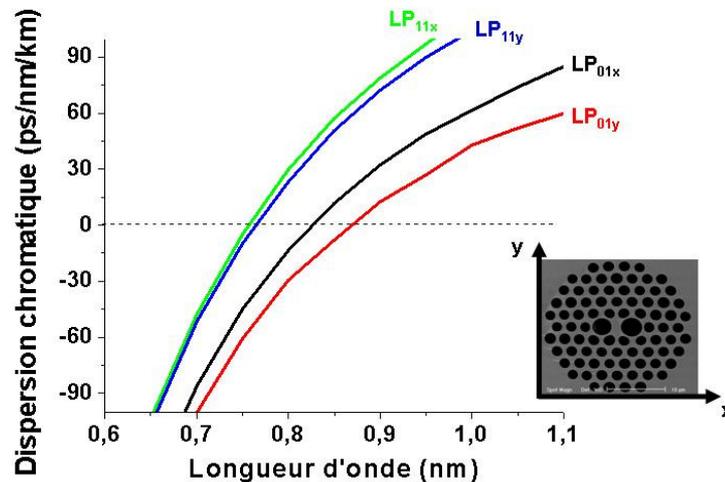


Figure III-16 : Dispersion chromatique pour les deux premiers modes de propagation (LP_{01} et LP_{11}) suivant les orientations du vecteur polarisation (x et y) ; en encart : image du profil transverse de la FMS avec l'indication des axes x et y

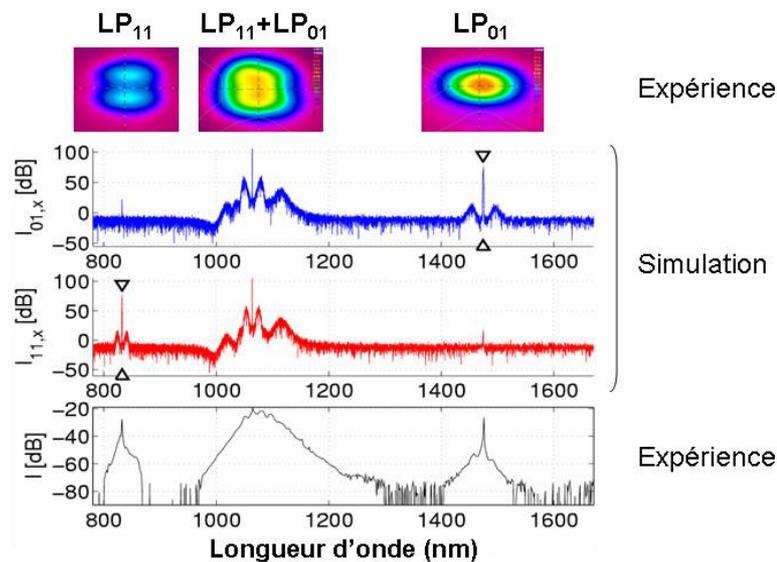


Figure III-17 : Spectres de puissance mettant en évidence la génération d'onde Stokes et anti-Stokes par processus de mélange à quatre ondes lors d'une excitation des modes LP_{01} et LP_{11} à 1064 nm suivant l'axe x ($L_{\text{fibre}} = 50\text{cm}$) ; visualisation des modes à la longueur d'onde de pompe, Stokes et anti-Stokes

Après injection de l'onde de pompe à 1064 nm, les effets d'automodulation de phase et d'instabilités modulationnelles ont engendré un élargissement quasi symétrique de la pompe. En augmentant légèrement la puissance, deux raies sont apparues autour de 831 et 1478 nm. La Figure III-17 présente l'analyse spectrale et spatiale du rayonnement en sortie de fibre lorsque la pompe est orientée le long de l'axe x et que les modes LP_{01} et LP_{11} sont excités simultanément. Nous pouvons remarquer que la raie anti-Stokes se propage sur le mode LP_{11x} tandis que la raie Stokes se propage sur le mode LP_{01x} . Le modèle de description numérique, utilisé dans ce cas, est basé sur le formalisme des équations non-linéaires couplées (Schrödinger), déjà décrit dans ce mémoire. Les marqueurs (triangles), présents sur les spectres simulés de la Figure III-17, indiquent les raies latérales obtenues par simulation. Une bonne concordance est à noter entre les longueurs d'onde des raies Stokes et anti-Stokes obtenues expérimentalement et numériquement.

Par la suite, une étude en fonction de la puissance de pompe a été menée. L'évolution du spectre total est représenté sur la Figure III-18(a). Lorsque la puissance de pompe augmente au-delà de 900 W, la bande centrale autour de 1064 nm s'élargit de manière asymétrique vers les hautes longueurs d'onde à cause des effets solitoniques. La raie anti-Stokes, située à 831 nm, s'élargit de manière symétrique autour du point de dispersion nulle par automodulation de phase puis subit la modulation de phase croisée de l'ensemble du spectre infrarouge. Ce processus entraîne, à partir de la raie anti-Stokes, un élargissement du spectre vers les basses longueurs d'onde jusqu'à atteindre les fréquences bleues. Ce phénomène d'élargissement vers les basses longueurs d'onde n'est possible que s'il est initié par un mélange paramétrique large bande. Par ailleurs, une injection sélective uniquement sur le mode fondamental LP_{01} ne permet pas la génération du spectre dans la région visible puisque aucun accord de phase n'est obtenu pour la génération d'une onde anti-Stokes par mélange à quatre ondes (Figure III-18(b)). Par conséquent la génération d'une onde anti-Stokes sur le mode LP_{11} engendre le développement du spectre visible sur ce même mode. Le profil du mode à la longueur d'onde anti-Stokes est induit, dans le processus de mélange à quatre ondes, par les vitesses des bandes latérales. En effet, l'onde anti-Stokes correspond à l'onde créée qui voyage le plus lentement tandis que l'onde Stokes est la radiation la plus rapide.

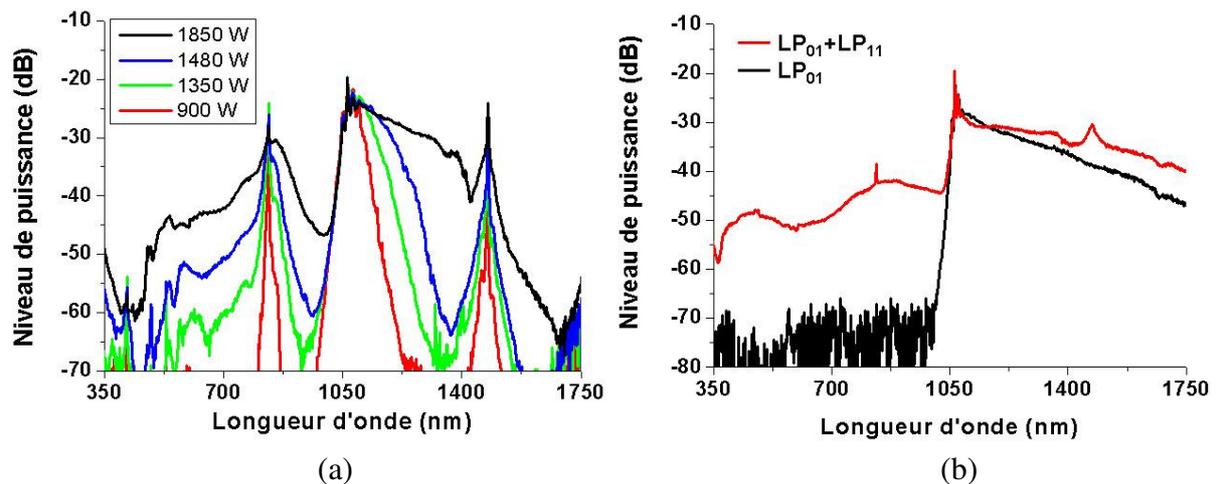


Figure III-18 : (a) Spectres obtenus en fonction de la puissance crête de pompe à 1064 nm injectée dans une FMAS fortement biréfringente ($L_{\text{fibre}} = 50$ cm) ; (b) spectres obtenus avec et sans injection sélective de la pompe à 1064 nm

Dans nos expérimentations, l'élargissement spectral, que nous avons obtenu, est basé sur les mêmes mécanismes non linéaires de mélange à quatre ondes et de modulation de phase croisée. En revanche, les longueurs de fibres utilisées sont plus importantes, ce qui a tendance à augmenter l'impact de la modulation de phase croisée et à engendrer un spectre plus plat dans le visible. D'autre part, pour certaines applications, l'émission des longueurs d'onde visibles sur le mode d'ordre supérieur (LP_{11}), dont la distribution transverse d'énergie est nulle au centre, est un inconvénient. Il serait préférable, pour ces applications, d'obtenir un spectre large sur le mode fondamental LP_{01} .

III.3.1.3. Combinaison : double pompage/mélange paramétrique

Le système de génération de supercontinuum par mélange paramétrique, décrit précédemment, est totalement compatible avec la méthode de double pompage 532/1064 nm, présentée chapitre II. Dans ces conditions, le continuum infrarouge peut induire une modulation de phase à la fois sur la pompe à 532 nm (injectée de manière externe) et sur l'onde anti-Stokes à 831 nm (générées dans la fibre optique). La méthode peut être alors assimilée à un système à trois pompes.

Nous avons mis en œuvre ce processus en utilisant le banc expérimental schématisé Figure III-2, la détection étant réalisée à l'aide d'un analyseur de spectre optique. Le résultat

expérimental obtenu dans 2,5 m de fibre par ce système est présenté Figure III-19. Dans un premier temps, nous avons optimisé l'injection sélective à 1064 nm afin d'obtenir un élargissement spectral à partir de l'onde anti-Stokes (courbe noire). On a obtenu un supercontinuum relativement homogène s'étendant jusqu'aux longueurs d'onde bleues. Dans un second temps, nous avons injecté la pompe verte sans toucher à l'injection de la pompe infrarouge. Le profil du spectre final (courbe rouge) a été modifié, notamment dans le domaine visible. On remarque que la bande 400 – 700 nm a augmenté de niveau de puissance alors que le reste du spectre n'a pas changé. Ce phénomène d'augmentation de niveau est notamment dû à la répartition de la puissance de pompe verte induite par la modulation de phase croisée. Par conséquent, on peut affirmer que le spectre total (courbe rouge), induit en dessous de la pompe à 1064 nm, est la somme du spectre de puissance induit par mono-pompage (1064 nm) et par bi-pompage (532/1064 nm).

Enfin, il est envisageable d'induire un profil de spectre large bande particulier en augmentant le nombre de pompe secondaire. Quoiqu'il en soit, il faudra tenir compte de la différence de vitesse de groupe entre chaque radiation de pompe. De plus, un pompage unique utilisant à la fois la génération de second harmonique et le mélange à quatre ondes pourrait également être envisagé.

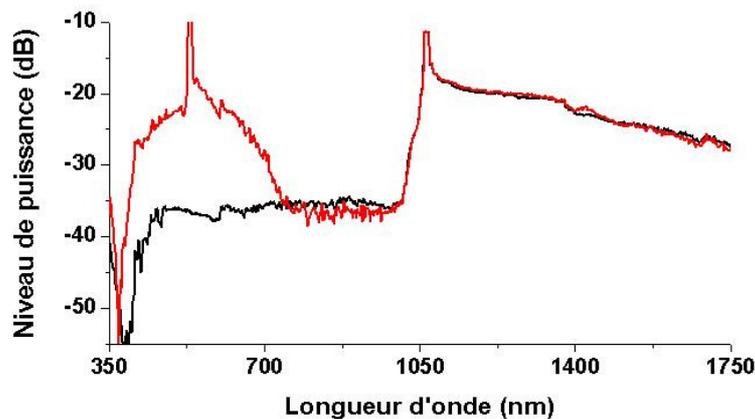


Figure III-19 : Spectres obtenus dans 2,5 m de FMAS par mono-pompage à 1064 nm utilisant le mélange paramétrique (courbe noire) et par bi-pompage (532/1064 nm) sans changer l'injection de la pompe infrarouge (courbe rouge)

III.3.2. Pompage en régime normal à 532 nm

Les principaux effets non linéaires à l'origine d'élargissements spectraux dans une fibre optique, en régime de dispersion normal, sont l'automodulation de phase, la diffusion Raman et le mélange à quatre ondes.

L'obtention de ce dernier nécessite obligatoirement l'accord des vitesses de phase entre les radiations. Pour réaliser cet accord en régime de dispersion normal, plusieurs processus ont été démontrés. Le premier processus consiste à décaler le zéro de la dispersion chromatique vers les basses longueurs d'onde, permettant ainsi l'instauration d'un processus de somme de fréquences à cheval entre les deux régimes de dispersion. La seconde technique est d'utiliser une fibre biréfringente afin d'obtenir un accord de phase vectoriel. La dernière possibilité concerne la propagation sur deux modes différents ; on parle alors d'accord de phase modale. En 1975, le processus a été mis en évidence par Stolen [36, 37]. En injectant une onde de pompe à 532 nm, il a montré la possibilité de générer une onde Stokes sur un mode d'ordre supérieur (LP_{02} ou LP_{11} suivant l'injection) et une onde Anti-Stokes sur le mode fondamental (LP_{01}). Ce mécanisme a été réutilisé par Lin et Stolen pour la démonstration d'un continuum dans une fibre optique en régime nanoseconde [38]. Les décalages spectraux obtenus par le phénomène de mélange à quatre ondes modal étaient somme toute assez faibles. Une étude complémentaire menée par Lin *et al.* en 1981 [39] a montré, dans une fibre faiblement multimode, la possibilité d'obtenir une onde signal (onde Stokes) et réplique (onde anti-Stokes) dont le décalage spectral était beaucoup plus important. En pompant à 532 nm, il a généré expérimentalement une onde anti-Stokes à 434 nm pour une onde Stokes à 692 nm, montrant de ce fait l'efficacité du phénomène de mélange à quatre ondes modal sur une large bande spectrale. De plus, la propagation de deux modes dans une fibre optique a aussi permis de démontrer la génération d'instabilités de modulation en régime de dispersion normal [40]. Une seule étude, à notre connaissance, a mis en évidence ce phénomène de mélange à quatre ondes modal pour la génération d'un supercontinuum. L'expérience, publiée par Mussot *et al.* [41], consistait à pomper une fibre conventionnelle à dispersion décalée en régime nanoseconde. Un continuum de plus de 1100 nm de bande vers les hautes longueurs d'onde a été obtenu. Toutefois, le processus de mélange paramétrique entre modes n'a pas été mis à profit pour obtenir un spectre large s'étendant vers les basses longueurs d'onde. Plus récemment, l'utilisation d'une fibre microstructurée air-silice fortement biréfringente a été

utilisée pour montrer la mise en place de mélanges à quatre ondes de type vectoriel et modal [42].

La diffusion Raman est un autre mécanisme non linéaire pouvant engendrer la génération de longueurs d'onde en régime de dispersion normal et sur des modes d'ordre élevé. Ce phénomène non linéaire a été montré expérimentalement par Chiang [43]. En modifiant les conditions d'injection de la pompe ($\lambda_p = 585$ nm) dans une fibre multimode de 30 m, il a permuté une onde Stokes générée sur le mode fondamental en une onde Stokes générée sur un mode d'ordre élevé (LP₁₁, LP₃₁, LP₁₂). En 2002, Dudley *et al.* [44] a également utilisé l'effet Raman pour initier la génération d'un supercontinuum dans le visible. Dans ce dernier cas, l'obtention d'ondes bleues a été réalisée par des mélanges paramétriques positionnés autour du zéro de dispersion de la fibre microstructurées.

Dans cette partie, nous présentons la génération d'ondes bleues en employant un système proche de celui utilisé précédemment pour la génération de continuum. Dans un premier temps, nous montrons expérimentalement la génération d'une longueur d'onde bleue induite par mélange à quatre ondes modal, par un pompage unique à 532 nm. Le fait d'injecter la pompe sur les deux premiers modes de propagation permet alors d'engendrer un continuum visible. Enfin, nous présenterons des calculs numériques mettant en évidence le processus de mélange paramétrique modal, pour appuyer nos conclusions.

III.3.2.1. Montage expérimental

Pour cette expérience, nous avons utilisé le banc montré Figure II-18 dans le chapitre II. Seule la radiation verte est couplée dans la fibre microstructurée. La fibre est à symétrie de révolution de $\pi/3$. Les trous d'air ont un diamètre moyen de 1,7 μm et sont espacés de 2,35 μm . La dispersion chromatique a été calculée pour les deux polarisations des deux premiers modes de propagation. Nous constatons une quasi superposition des courbes de dispersion chromatique pour les deux polarisations d'un même mode. Le zéro de dispersion du mode fondamental LP₀₁ est localisé à ~ 850 nm alors que pour le second mode LP₁₁ le zéro de dispersion est décalé vers les basses longueurs d'onde près de 700 nm (voir Figure III-20).

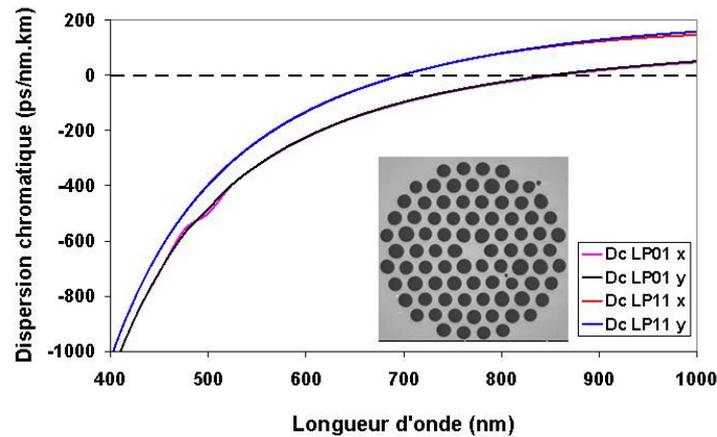


Figure III-20 : Dispersion chromatique calculée à partir de la structure réelle de la FMAS pour les deux premiers modes de propagation suivant les deux axes neutres ;
encart : image MEB de la coupe transverse de cette FMAS

III.3.2.2. Résultats expérimentaux

Le couplage de l'onde de pompe verte uniquement sur le mode fondamental LP_{01} de la fibre provoque l'apparition d'une cascade Raman. Cependant, lorsque l'injection est réalisée sur les deux premiers modes LP_{01} et LP_{11} , un élargissement supplémentaire vers les basses longueurs d'onde est observable. De plus, une extension plus importante et plus homogène du spectre est obtenue vers les hautes longueurs d'onde. La Figure III-21 présente les deux formes de spectres possibles suivant l'injection de la pompe dans la fibre optique microstructurée.

Une analyse de la structure modale du faisceau de sortie en fonction des longueurs d'onde permet de mieux appréhender les effets non linéaires à l'origine de l'établissement du spectre large. Cette étude est réalisée à l'aide d'un objectif de microscope, d'une caméra et de filtres interférentiels. Nous constatons d'après les images de la Figure III-22 que l'ensemble du spectre n'est pas porté par le même mode. En effet, la longueur d'onde de pompe est répartie sur les deux premiers modes LP_{01} et LP_{11} , avec à priori une plus grande partie de la puissance sur le second mode LP_{11} . Dans ces conditions, les longueurs d'onde rouges (632 nm), générées par l'effet Raman, sont portées par le mode d'ordre haut LP_{11} . En revanche, aux longueurs d'onde bleues (441 et 488 nm), nous constatons que la propagation s'effectue sur le mode fondamental. Ce phénomène semble être dû à un effet de conversion par mélange à quatre ondes.

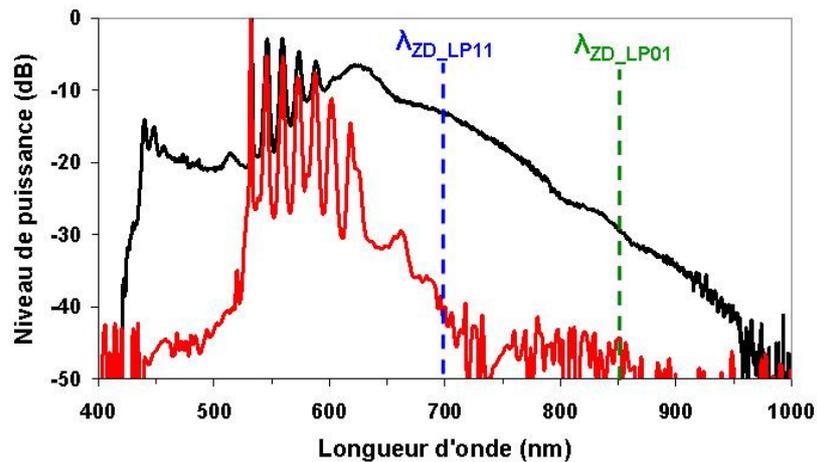


Figure III-21 : Spectre visible obtenu par couplage de l'onde de pompe à 532 nm sur le mode fondamental LP₀₁ uniquement (en rouge) et sur les deux premiers modes de propagation LP₀₁+LP₁₁ (en noir), dans la FMAS non linéaire en fort régime de dispersion normal ($P_{532} = 2$ kW)

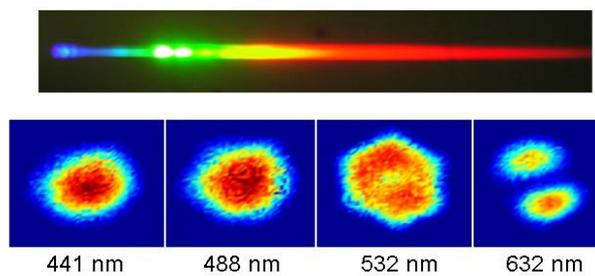


Figure III-22 : Image du faisceau de sortie après diffraction par un réseau ; champ proche du faisceau de sortie pour quatre longueurs d'onde

Pour confirmer l'hypothèse de mélange à quatre ondes modal, nous avons étudié expérimentalement l'impact de la puissance de pompe verte sur le comportement de l'élargissement spectral lors d'une excitation des deux premiers modes de propagation. La Figure III-23 montre l'évolution du spectre en fonction de la puissance de pompe injectée. A faible puissance (20 W), seul un pic à 532 nm est présent. En augmentant la puissance (170 W – 1 kW), nous constatons la mise en place d'une cascade Raman. Pour une puissance injectée de 1,7 kW, il apparaît aux basses longueurs d'onde un pic localisé à environ 440 nm. Du côté des radiations rouges, le spectre continue son extension vers les hautes longueurs d'onde. Pour une injection maximale de 2 kW, nous observons le comblement spectral entre la pompe et la longueur d'onde de 440 nm. Nous attribuons la génération de cette longueur d'onde

(440 nm) à la mise en place d'un mélange à quatre ondes dégénéré à partir de l'onde de pompe à 532 nm. L'extension du spectre bleu vers l'onde de pompe serait alors due à l'effet de modulation de phase croisée. En effet, le spectre généré au dessus de l'onde de pompe à 532 nm interagirait avec l'onde anti-Stokes (440 nm), provoquant un décalage vers les hautes longueurs d'onde à partir de l'onde anti-Stokes. De plus, à cause des vitesses de phase des modes LP_{01} et LP_{11} , l'onde Stokes correspond au mode LP_{11} et l'onde anti-Stokes au mode LP_{01} . Ce schéma est donc inversé par rapport au mélange à quatre ondes obtenu en régime de dispersion anormal avec une onde de pompe à 1064 nm.

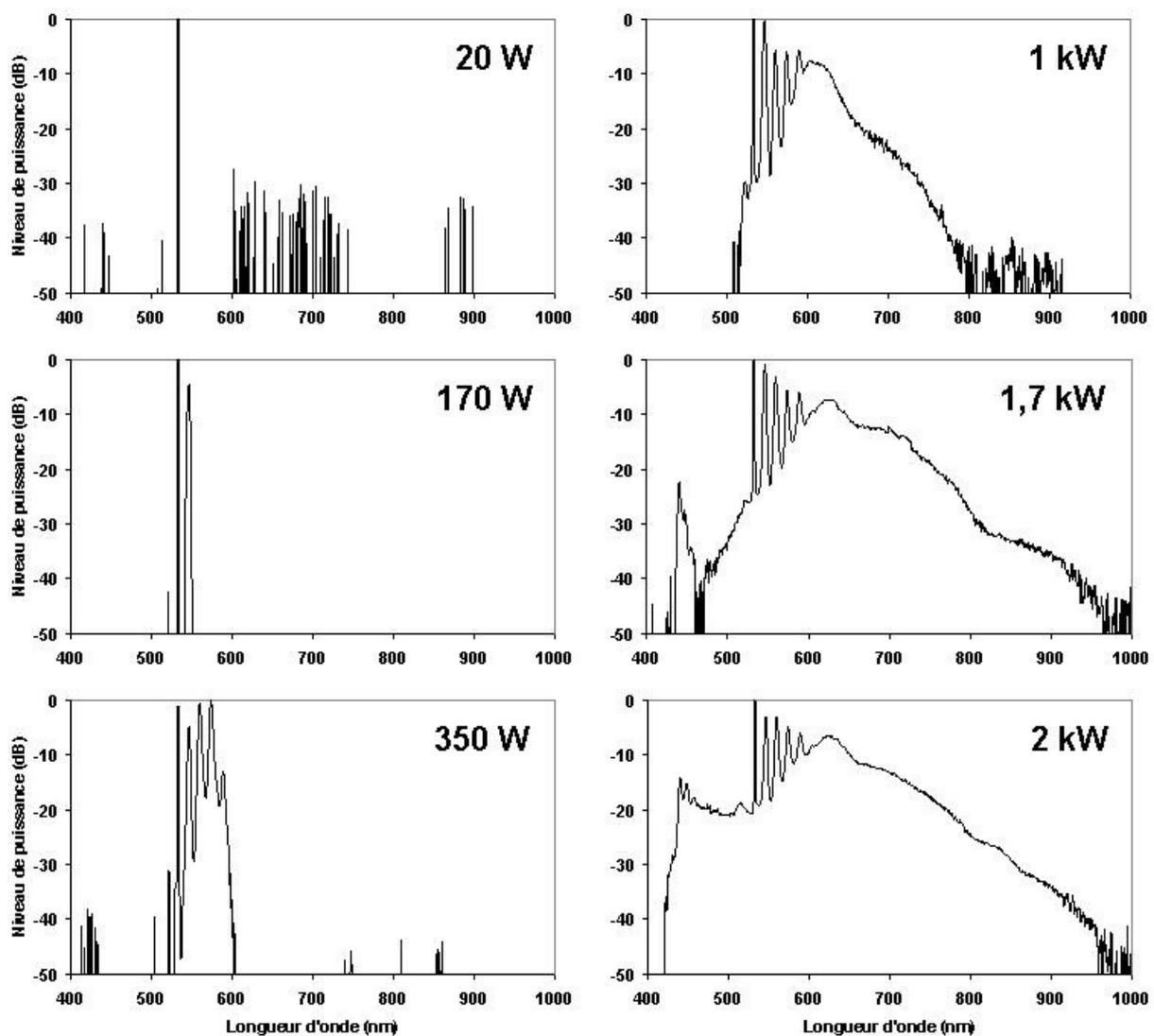


Figure III-23 : Evolution du spectre en fonction de la puissance de pompe verte injectée dans la FMAS

III.3.2.3. Calcul numérique et discussions

Afin de confirmer l'effet de mélange à quatre ondes basé sur un accord de phase modal, comme étant le processus à l'origine de l'élargissement spectral vers les fréquences bleues, nous avons utilisé le même modèle numérique que dans le chapitre II, développé par Monsieur Alessandro Tonello. Ce programme de calcul est basé sur la résolution de 4 équations couplées issues de l'équation non linéaire de Schrödinger. Chaque équation correspond à un mode de propagation (deux modes avec chacun deux polarisations). Les effets de self-steepening, d'autodécalage Raman et les pertes linéiques sont toujours négligés. La longueur de fibre est fixée à 0,5 m. La puissance injectée à la longueur d'onde de 532 nm est de 650 W sur chaque mode de propagation. Le régime de pompe est considéré comme continu lors du calcul numérique. Les valeurs de dispersion chromatique utilisées au cours de la simulation sont celles calculées et montrées Figure III-20.

En fonction des résultats expérimentaux obtenus précédemment, nous avons simulé uniquement des effets de types modaux. La puissance a donc été injectée suivant le même axe neutre de la fibre et sur les deux premiers modes de propagation (LP_{01} - LP_{11}). Le résultat numérique obtenu est montré Figure III-24 ; chaque spectre correspond à un mode de propagation ; le tracé noir correspond au mode fondamental (LP_{01}) et le tracé rouge au second mode (LP_{11}). Nous constatons la génération d'une onde à 450 nm sur le mode fondamental (LP_{01}) et une autre onde à 650 nm sur le mode d'ordre haut (LP_{11}). Ces simulations sont en bon accord avec les observations expérimentales.

Au-delà des simulations de mélange paramétrique, la confirmation de l'établissement du spectre entre 440 et 532 nm par modulation de phase croisée demanderait une étude plus approfondie d'un point de vue expérimental et numérique. Pour ce faire, des expériences montrant l'impact de différents paramètres comme la longueur de fibre et la polarisation devraient être réalisées prochainement. Quoi qu'il en soit, nous pouvons supposer, aux vues des précédentes expérimentations, que la modulation de phase croisée joue un rôle important dans l'expansion du continuum. En effet les vitesses de groupe des longueurs d'onde rouges portées par le mode LP_{11} sont plus élevées que celles des longueurs d'onde bleues portées par le mode LP_{01} , ce qui provoque un décalage fréquentiel uniquement vers les hautes longueurs d'onde. Ce phénomène est confirmé par les observations expérimentales. Malgré tout, nous ne pouvons ignorer la mise en place éventuelle d'effets paramétriques utilisant les composantes Stokes Raman et la partie de la puissance à 532 nm se propageant sur le mode LP_{01} .

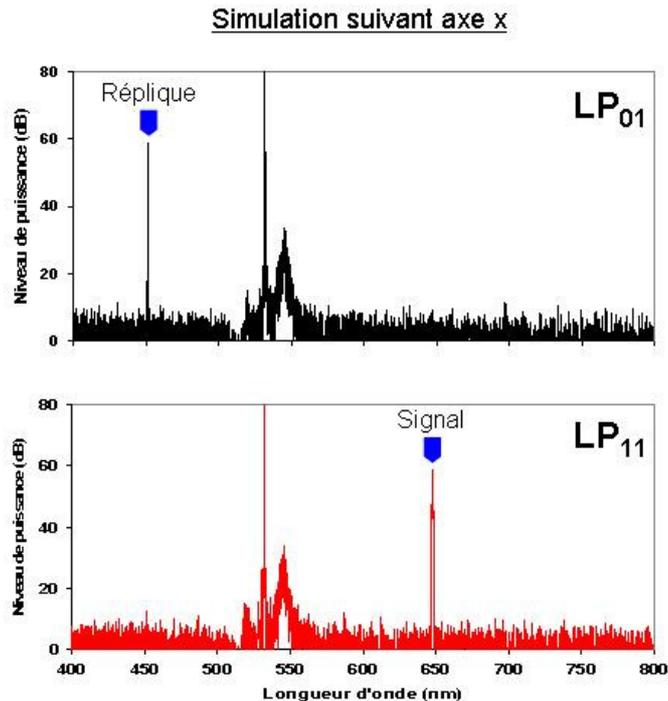


Figure III-24 : Spectres obtenus numériquement sur le mode LP_{01} et LP_{11} après propagation d'une onde à 532 nm répartie équitablement entre les deux premiers modes de propagation

III.3.3. Mélange à quatre ondes large bande - conclusion

En résumé, nous avons étudié la possibilité de remplacer l'une des ondes de pompe, dans un système à double pompage, par une radiation directement générée dans les premiers décimètres de propagation dans la fibre optique. Après la création de cette onde par un effet non linéaire d'ordre deux (partie III.2), nous avons étudié le même processus avec une non linéarité d'ordre trois. Afin d'obtenir un continuum visible, il est nécessaire de générer cette nouvelle onde de pompe vers les basses longueurs d'onde. Par conséquent, pour atteindre un fort décalage fréquentiel par rapport à l'onde de pompe initiale, nous avons utilisé l'effet de mélange à quatre ondes modal. L'accord de phase modal est alors contrôlé par une injection sélective de l'onde de pompe dans le guide non linéaire. Deux systèmes ont été réalisés.

Dans la première démonstration, l'onde initiale est positionnée à 1064 nm en fort régime de dispersion anormal. Les ondes Stokes et anti-Stokes sont engendrées dans le même régime

de dispersion autour de 1478 et 831 nm respectivement. Dans le domaine infrarouge, un élargissement spectral est obtenu vers les hautes longueurs d'onde sur le mode fondamental LP_{01} , principalement dû à une propagation solitonique. L'effet de modulation de phase croisée du spectre infrarouge sur la raie anti-Stokes engendre une extension du spectre vers les basses longueurs d'onde jusqu'à 350 nm. Ces longueurs d'ondes se propagent alors sur le mode LP_{11} à cause des conditions d'accord de vitesse des ondes fixées par le processus paramétrique.

Afin d'obtenir une génération d'ondes bleues sur le mode fondamental, nous avons réalisé la même opération que précédemment mais en excitant les deux premiers modes de la fibre optique à $\lambda_p = 532$ nm. Dans ces conditions, l'accord de vitesse de phase entre les ondes est réalisé en régime de dispersion normal. Nous avons constaté que l'onde Stokes se propageait sur le second mode de propagation LP_{11} tandis que l'onde anti-Stokes est portée par le mode fondamental LP_{01} . Le mécanisme non linéaire de modulation de phase croisée a permis une extension du spectre visible sur le mode LP_{01} entre 440 et 532 nm.

Notons tout de même que les expérimentations, que nous avons menées, ont pour but de transposer le concept de double pompage dans une configuration originale où la seconde onde de pompe est engendrée dans la fibre pour la génération de longueurs d'onde visibles. Plusieurs études mettant en lumière le rôle de chaque paramètre restent encore à être réalisées. L'approfondissement du travail d'investigation a été repris par Christelle Lesvigne-Buy.

III.4. Exemple d'application : spectro-tomographie

L'utilisation d'une source de supercontinuum émettant dans le visible, basée sur la méthode de mélange à quatre ondes large bande présentée au paragraphe III.3.1, a permis la démonstration d'un nouveau système de tomographie à cohérence optique (OCT pour « Optical Coherence Tomography ») [45]. Ce travail a été réalisé par Luc Froehly, chercheur à l'institut FEMTO-ST, dans le cadre d'une collaboration avec notre laboratoire, financée par l'Agence nationale de la recherche.

La tomographie à cohérence optique désigne un procédé d'imagerie biomédicale à trois dimensions non invasive, reposant sur une technique d'interférométrie à faible cohérence.

Typiquement, la profondeur de pénétration dans le tissu analysé est de quelques millimètres et la résolution spatiale obtenue, dans l'axe et latéralement, est donnée à l'échelle micrométrique. Récemment, de nouvelles méthodes ont été proposées afin d'associer à la reconstruction 3D de la structure du tissu une information sur l'état fonctionnel de ce dernier. Cette information peut notamment être obtenue en opérant une analyse de l'échantillon en fonction de la longueur d'onde, c'est-à-dire une analyse spectroscopique, d'où la dénomination « OCT spectroscopique » ou « spectro-tomographie ».

Un inconvénient majeur des systèmes spectro-tomographiques est qu'ils nécessitent, après l'étape d'analyse, une étape de post-traitement numérique, coûteuse en temps, pour reconstituer le spectro-tomogramme. Au contraire, le système tout optique développé au laboratoire FEMTO-ST peut fournir en temps réel l'absorption spectrale résolue dans la profondeur de l'échantillon. Parmi les avantages liés à l'utilisation de notre source de supercontinuum visible dans ce système, nous citerons la longueur d'onde centrale d'analyse λ_0 (fixée dans un premier temps à 550 nm) et la largeur spectrale du rayonnement utile autour de λ_0 (tout le spectre visible), paramètres fixant la résolution axiale du dispositif. Afin d'obtenir une démonstration de principe de ce nouveau système d'OCT, un échantillon test, constitué d'une fine couche d'éosine emprisonnée entre deux lamelles couvre-objet, a fait l'objet d'une première étude. Le signal spectro-tomographique, obtenu de manière instantanée, est tracé sur le graphe de la Figure III-25, dont l'axe horizontal (profondeur) correspond à l'aspect tomographique « classique » et l'axe vertical (longueur d'onde) à l'information spectroscopique. D'une part, l'aspect tomographique met en évidence la présence des quatre interfaces de l'échantillon (air/verre, verre/éosine, éosine/verre, verre/air), correspondant chacune à un pic de corrélation. D'autre part, l'absorption de l'éosine, forte pour $\lambda < 550$ nm, se traduit par une nette baisse de contraste des deux derniers pics de corrélation. Par la suite, ce dispositif spectro-tomographique pourrait être utilisé pour développer une sonde microsysteme non invasive de faible coût, utilisable pour la détection précoce du cancer cutané.

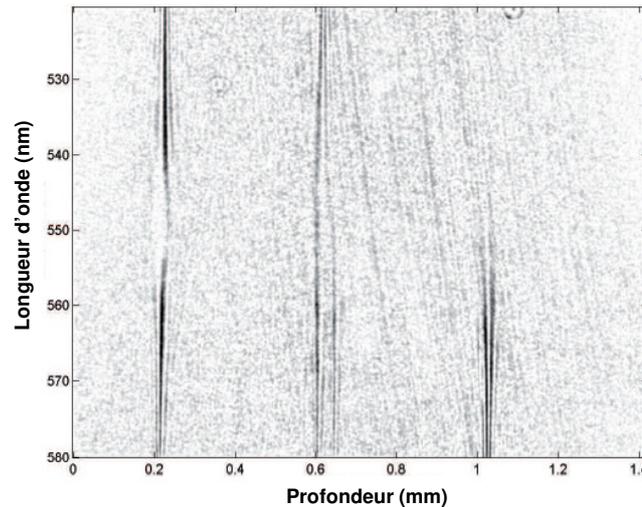


Figure III-25 : Signal spectro-tomographique instantané issu de l'analyse d'une couche d'éosine (emprisonnée entre deux lamelles couvre-objet), avec absorption spectrale résolue dans la profondeur de l'échantillon

III.5. Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons montré la possibilité d'étendre le concept de double pompage grâce à la combinaison de plusieurs effets non linéaires de type mélanges paramétriques et modulation de phase croisée. La méthode consiste donc à engendrer un spectre large bande s'étalant vers les hautes longueurs d'onde et à initier dans le même temps la création d'une onde à une plus basse longueur d'onde pour la construction d'un continuum dans le domaine visible. Dans le but de bien contrôler ces effets, le pompage est réalisé soit en fort régime de dispersion anormal soit en fort régime normal.

La première investigation s'appuie sur l'instauration, dans une fibre microstructurée, d'une non linéarité d'ordre deux. Même si nous avons pu démontrer la présence d'une génération de second harmonique spontanée dans une fibre microstructurée non dopée, le processus n'est pas assez efficace pour être exploité (résultats non présentés dans ce manuscrit). Nous avons donc utilisé une fibre microstructurée fortement dopée au germanium pour engendrer un réseau d'indice dont le pas permet d'obtenir l'égalité des vitesses de phase des ondes qui interagissent. La génération de second harmonique est alors obtenue en régime de quasi accord de phase avec un taux de conversion de quelques pourcents. Cela est suffisant

pour initier la formation d'un continuum visible de plus de 250 nm de large en exploitant l'effet de modulation de phase croisée. La formation du spectre par double pompage permet de relâcher les contraintes en terme de puissance sur la seconde onde de pompe. En effet, la modulation de phase engendrée par le spectre infrarouge sur une onde visible est obtenue quelque soit la puissance véhiculée par celle-ci. Nous avons également pu voir l'importance d'une propagation unimodale dans l'instauration du processus de marquage de la fibre. L'inscription du réseau est également très sensible aux conditions d'élargissements spectraux ce qui soulève le problème du marquage en régime monochromatique ou polychromatique. Plusieurs investigations complémentaires sur l'effet de « poling » optique sont actuellement en cours.

Par ailleurs, il est plus courant d'obtenir la création d'une onde par mélange paramétrique dans une fibre en exploitant la non linéarité d'ordre trois. Pour cela, nous avons mis en place un mélange large bande particulier basé sur un accord de phase modal. Le phénomène est contrôlé par une injection sélective de la pompe qui permet d'initier ou non le processus. Par un pompage à 1064 nm, un continuum dans le domaine visible à profil plat (5 dB de modulation d'amplitude) sur plus de 600 nm a été obtenu. Les longueurs d'ondes sont alors portées par le premier mode d'ordre élevé (LP_{11}). Afin d'obtenir une propagation des longueurs d'onde bleues sur le mode LP_{01} , nous avons réalisé la même opération avec un pompage en régime de dispersion normal à 532 nm. Ceci a permis d'obtenir le même type de construction spectrale mais avec une plus forte implication de l'effet Raman au dessus de la pompe à 532 nm. Au-delà de la démonstration de principe, l'impact de plusieurs paramètres comme la polarisation et la longueur de fibre n'est pas encore connu.

Pour terminer, le système de simple pompage à 1064 nm permettant la génération de longueurs d'onde visibles sur le second mode de propagation a fait l'objet d'un dépôt de brevet par le CNRS et l'université de Limoges. Ce même système a été exploité par le laboratoire FEMTO-ST pour développer un banc d'analyse spectro-tomographique [45], dont l'intégration future devrait permettre de concevoir une sonde compacte et de faible coût pour la détection précoce du cancer cutané.

Bibliographie

- [1] **Terhune *et al.***, "Optical harmonic generation in calcite", *Phys. Rev. Lett.*, **8**, p. 404 (1962)
- [2] **Pershan *et al.***, "Nonlinear optical properties of solids: energy considerations", *Phys. Rev.*, **130**, p. 919 (1963)
- [3] **Fujii *et al.***, "Sum-frequency light generation in optical fibers", *Opt. Lett.*, **5**, p. 48 (1980)
- [4] **Sasaki *et al.***, "Phase-matched sum-frequency light generation in optical fibers", *Appl. Phys. Lett.*, **39**, p. 466 (1981)
- [5] **Österberg *et al.***, "Dye laser pumped by Nd:YAG laser pulses frequency doubled in a glass optical fiber", *Opt. Lett.*, **11**, p. 516 (1986)
- [6] **Österberg *et al.***, "Experimental studies on efficient frequency doubling in glass optical fibers", *Opt. Lett.*, **12**, p. 57 (1987)
- [7] **Dianov *et al.***, "Photoinduced second-harmonic generation in fibers doped with rare-earth ions", *Opt. Lett.*, **19**, p. 439 (1994)
- [8] **Farries *et al.***, "Second-harmonic generation in an optical fibre by self-written $\chi(2)$ grating", *Electr. Lett.*, **23**, p. 322 (1987)
- [9] **Stolen *et al.***, "Self-organized phase-matched harmonic generation in optical fibers", *Opt. Lett.*, **12**, p. 585 (1987)
- [10] **Saifi *et al.***, "Second-harmonic generation in single-mode and multimode fibers", *Opt. Lett.*, **13**, p. 773 (1988)
- [11] **Kashyap *et al.***, "Phase-matched periodic electric-field-induced second-harmonic generation in optical fibers", *JOSA B*, **6**, p. 313 (1989)
- [12] **Kashyap *et al.***, "Phase matched electric field induced second harmonic generation in optical fibres", *IQEC Tokyo*, **MP25**, p. 110 (1988)
- [13] **Kashyap *et al.***, "Electric-field poling of quasi-phase-matched optical fibers", *JOSA B*, **14**, p. 3170 (1997)
- [14] **Kashyap *et al.***, "Phase-matched second-harmonic generation by eriodic poling of fused silica", *Appl. Phys. Lett.*, **64**, p. 1332 (1994)
- [15] **Kazansky *et al.***, "Blue-light generation by quasi-phase-matched frequency doubling in thermally poled optical fibers", *Opt. Lett.*, **20**, p. 843 (1995)

- [16] **Pruneri et al.**, "Greater than 20%-efficient frequency doubling of 1532-nm nanosecond pulses in quasi-phase-matched germanosilicate optical fibers", *Opt. Lett.*, **24**, p. 208 (1999)
- [17] **Bergot et al.**, "Generation of permanent optically induced second-order nonlinearities in optical fibers by poling", *Opt. Lett.*, **13**, p. 592 (1988)
- [18] **Myers et al.**, "Large second-order nonlinearity in poled fused silica", *Opt. Lett.*, **16**, p. 1732 (1991)
- [19] **Blazkiewicz et al.**, "Mechanism for thermal poling in twin-hole silicate fibers", *JOSA B*, **19**, p. 870 (2002)
- [20] **Fujiwara et al.**, "Large electrooptic modulation in a thermally-poled germanosilicate fiber", *IEEE Photon. Tech. Lett.*, **7**, p. 1177 (1995)
- [21] **Long et al.**, "A poled electrooptic fiber", *IEEE Photon. Tech. Lett.*, **8**, p. 227 (1996)
- [22] **Pruneri et al.**, "Electric-field thermally poled optical fibers for quasi-phase-matched second harmonic generation", *IEEE Photon. Tech. Lett.*, **9**, p. 185 (1997)
- [23] **Kazansky et al.**, "Thermally poled glass: frozen-in electric field or oriented dipoles?" *Opt. Comm.*, **110**, p. 611 (1994)
- [24] **Fujiwara et al.**, "Electro-optic modulation in germanosilicate fibre with UV-excited poling", *Electr. Lett.*, **31**, p. 573 (1994)
- [25] **Marois**, "Réalisation d'une procédure de traitement des fibres optiques par poling thermique et ultra-violet", *Maîtrise ès sciences appliquées, Université de Montréal*, (1999)
- [26] **Blazkiewicz et al.**, "Carbon dioxide laser-assisted poling of silicate-based optical fibers", *Opt. Lett.*, **25**, p. 200 (2000)
- [27] **Quiquempois et al.**, "Study of organized $\chi^{(2)}$ susceptibility in germanosilicate optical fibers", *Opt. Mater.*, **9**, p. 361 (1998)
- [28] **Xu et al.**, "Silica fiber poling technology", *Adv. Mater.*, **13**, p. 1014 (2001)
- [29] **Kazansky et al.**, "High second-order nonlinearities induced in lead silicate glass by electron-beam irradiation", *Opt. Lett.*, **18**, p. 693 (1993)
- [30] **Kazansky et al.**, "High second-order nonlinearities in poled silicate fibers", *Opt. Lett.*, **19**, p. 701 (1994)
- [31] **Österberg et al.**, "Modal evolution of induced second-harmonic light in an optical fiber", *Opt. Lett.*, **16**, p. 132 (1991)
- [32] **Omenetto et al.**, "Polarization dependent harmonic generation in microstructured fibers", *Opt. Expr.*, **11**, p. 61 (2003)

- [33] **Efimov et al.**, "Phase-matched third harmonic generation in microstructured fibers", *Opt. Expr.*, **11**, p. 2567 (2003)
- [34] **Fiorini et al.**, "Quasi-permanent all-optical encoding of noncentrosymmetry in azo-dye polymers", *JOSA B*, **14**, p. 1984 (1997)
- [35] **Lopez-Lago et al.**, "All-optical of a chalcogenide glass", *Opt. Mater.*, **16**, p. 413 (2001)
- [36] **Stolen et al.**, "Optical fiber modes using stimulated four photon mixing", *Appl. Opt.*, **15**, p. 239 (1976)
- [37] **Stolen**, "Phase-matched-stimulated four-photon mixing in silica-fiber waveguides", *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-11**, p. 100 (1975)
- [38] **Lin et al.**, "New nanosecond continuum for excited-state spectroscopy", *Appl. Phys. Lett.*, **28**, p. 216 (1976)
- [39] **Lin et al.**, "Large-Stokes-shift stimulated four-photon mixing in optical fibers", *Appl. Phys. Lett.*, **38**, p. 479 (1981)
- [40] **Millot et al.**, "Observation of modulational instability induced by velocity-matched cross-phase modulation in a normally dispersive bimodal fiber", *Opt. Lett.*, **22**, p. 1686 (1997)
- [41] **Mussot et al.**, "Generation of a broadband single-mode supercontinuum in a conventional dispersion-shifted fiber used of a subnanosecond microchip laser", *Opt. Lett.*, **28**, p. 1820 (2003)
- [42] **Tonello et al.**, "Frequency tunable polarization and intermodal modulation instability in high birefringence holey fiber", *Opt. Expr.*, **14**, p. 397 (2006)
- [43] **Chiang**, "Stimulated Raman scattering in multimode optical fiber : evolution of modes in Stokes waves." *Opt. Lett.*, **17**, p. 352 (1992)
- [44] **Dudley et al.**, "Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping", *JOSA B*, **19**, p. 765 (2002)
- [45] **Froehly et al.**, "Real-time optical coherence spectrotomography: proof of principle", *Proc. of SPIE*, **6191**, p. 61910N (2006)





CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES



Le travail réalisé durant cette thèse traite de la génération de supercontinua dans les fibres optiques microstructurées à partir de l'utilisation d'un laser impulsif de forte puissance. Le but était de développer une source de lumière blanche pour une application telle que la cytométrie de flux. Après une large bibliographie sur la génération des continua, l'utilisation d'une fibre microstructurée air-silice et d'un microlaser délivrant des impulsions sub-nanosecondes à 1064 nm a été la solution retenue. Dans le but de nous éloigner des techniques « conventionnelles », nous avons effectué une double excitation d'une fibre présentant un profil transverse à symétrie $\pi/3$. Après une étape préliminaire de conversion de fréquence réalisée dans un cristal de KTP ou de PPLN, l'onde fondamentale de la source laser et son second harmonique ont été injectés dans la fibre. Nous avons alors obtenu la formation d'un spectre large bande homogène dans le domaine visible de part et d'autre de l'onde de pompe à 532 nm sur plus de 300 nm, ainsi qu'un spectre infrarouge s'étalant entre 1 et 1,8 μm . Les investigations expérimentales, montrant l'impact de plusieurs paramètres sur l'élargissement spectral tels que la longueur de fibre, la polarisation ou la puissance des ondes, ont permis d'identifier les phénomènes non linéaires mis en jeu au cours de la propagation. Si la génération du spectre infrarouge peut être caractérisée de « standard » (effets solitoniques en régime de dispersion anormal), le spectre visible est induit de manière plus innovante. En effet, l'élargissement spectral visible résulte de l'effet de modulation de phase croisée du spectre infrarouge sur l'onde de pompe à 532 nm. La largeur du continuum visible est alors principalement fixée par les vitesses des solitons se propageant dans le domaine infrarouge. Son niveau de densité spectrale de puissance est, quant à lui, dicté par la puissance de l'onde de pompe verte. De plus, l'utilisation de différentes fibres non linéaires, présentant une symétrie $\pi/3$, a mis en évidence l'insensibilité à la position du zéro de dispersion du guide, ce qui relâche les contraintes sur la fabrication de la fibre microstructurée. Par ailleurs, nous avons montré que l'orientation du vecteur polarisation pouvait avoir un impact non négligeable sur l'extension du spectre visible dans le cas de l'utilisation d'un guide très biréfringent. Au-delà de l'évolution de l'élargissement spectral, nous avons observé la disparition d'une cascade Raman initiée par l'onde de pompe à 532 nm. Cette disparition est due là encore à l'effet de modulation de phase croisée subi par la radiation de pompe verte.

Dans un second temps, nous nous sommes intéressés à la substitution de l'onde de pompe à 532 nm par une onde de second harmonique directement générée dans le guide. Malgré l'absence de non linéarité du second ordre dans les fibres optiques en silice, il est possible

d'obtenir un processus de doublage de fréquence en inscrivant un réseau d'indice directement dans le cœur de la fibre. Pour cela, nous avons utilisé une fibre microstructurée fortement dopée au germanium. L'inscription de la non linéarité d'ordre deux et du réseau d'indice, permettant le doublage de fréquence en régime de quasi accord de phase, a été réalisée de manière tout optique par illumination aux deux longueurs d'onde, fondamentale et harmonique. Après l'étape d'inscription, le couplage unique de l'onde infrarouge dans la fibre a permis d'obtenir une génération d'harmonique deux et la construction d'un continuum visible similaire à celui obtenu par double pompage. A notre connaissance, ceci constitue la première utilisation d'une conversion harmonique à trois ondes dans une fibre optique pour la construction d'un continuum de lumière.

Dans le but d'aller encore plus loin dans le concept du multi-pompage, nous avons étudié un système similaire au précédent, permettant la génération d'une seconde onde de pompe directement dans la fibre. Dans ce cas, le doublage de fréquence est remplacé par le processus non linéaire d'ordre trois de mélange à quatre ondes modal. Dans un premier temps, le couplage de l'onde de pompe infrarouge à 1064 nm permet la génération de deux composantes (Stokes et anti-Stokes) situées à environ 831 et 1491 nm, au cours des premières dizaines de centimètres de propagation dans la fibre. Dans un second temps, la modulation de phase croisée du continuum infrarouge sur la raie anti-Stokes engendre un élargissement spectral vers le domaine visible. Nous obtenons alors un spectre lisse sur plus de 650 nm en dessous de la longueur d'onde de pompe externe (1064 nm). Le mélange à quatre ondes modal à l'origine de l'élargissement spectral est contrôlé par une injection sélective permettant d'exciter deux modes (LP_{01} et LP_{11}). Le continuum visible est alors obtenu sur le mode LP_{11} .

Afin d'obtenir une génération des longueurs d'onde bleues sur le mode fondamental tout en utilisant une seule onde de pompe externe, nous avons utilisé le même principe expérimental mais en pompant à 532 nm, soit en régime de dispersion fortement normal. Dans ces conditions, et à l'aide également d'une injection modale sélective, nous avons pu induire un mélange à quatre ondes conduisant à l'obtention d'une raie anti-Stokes à 440 nm sur le mode LP_{01} . Les longueurs d'onde hautes du spectre, se propageant plus rapidement, provoquent alors par modulation de phase croisée un élargissement de cette raie jusqu'à 532 nm.

Parallèlement aux expériences menées, l'utilisation d'outils numériques a été nécessaire pour la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu dans la formation des continua. Tout d'abord, un logiciel commercial (*Comsol/Femlab*), basé sur la méthode des éléments finis, a permis d'obtenir les paramètres de propagation linéaire en fonction de la longueur d'onde de chaque mode guidé dans la fibre microstructurée. Par la suite, la modélisation des effets non linéaires engendrés par double pompage a été accomplie à l'aide d'un logiciel commercial (*Fiberdesk*) permettant de simuler la propagation d'une impulsion intense dans une fibre microstructurée. L'emploi complémentaire des deux codes de calcul a permis de réobtenir, à un facteur d'échelle prêt, les résultats expérimentaux et de confirmer les hypothèses concernant la construction des continua dans le visible.

Les sources large bande développées durant cette thèse constituent une solution intéressante pour les applications telles que la cytométrie de flux (faible coût, élargissement spectral visible homogène, compacité). Cependant, la faible fréquence de répétition du microlaser utilisé pour pomper la fibre optique limite encore leur intégration dans les systèmes d'analyse. En effet, ces faibles taux de répétition (maximum 100 kHz) ne sont pas compatibles avec les vitesses de défilement des particules lors de leur passage dans la fenêtre d'analyse. Pour contrer ce problème, la solution est de synchroniser l'émission de l'impulsion laser avec le passage de la particule. De ce fait, le déclenchement du microlaser doit être réalisé de manière externe et se caractériser par une gigue temporelle faible. La source blanche ainsi réalisée serait alors très attractive pour les systèmes d'analyse cytométrique. Toutefois, les dispositifs proposés dans cette thèse (systèmes à double pompage et à pompage unique à 1064 nm) ont d'ores et déjà été exploités dans deux autres types d'applications : imagerie CARS (université de Tokyo) et spectro-tomographie (université de Franche-Comté).

En ce qui concerne les perspectives de ce travail, le système à pompage multiple pourrait être utilisé pour générer des continua dans le domaine UV. Le couplage de plusieurs longueurs d'onde (parmi 1064, 532, 355, 266 nm) pourrait permettre d'obtenir un spectre large bande homogène dans cette région, relativement inaccessible avec les méthodes « conventionnelles » de génération de supercontinuum. Dans ces conditions, les élargissements seraient obtenus principalement vers les hautes longueurs d'onde et permettraient de couvrir une plage allant de 250 à 650 nm. Naturellement, l'utilisation d'une

silice optimisée pour l'UV serait nécessaire. Par ailleurs, dans le but de coupler dans le guide non linéaire plus de puissance à différentes longueurs d'onde, il est également envisageable d'employer des fibres optiques multi-cœurs. Le couplage entre les différents cœurs pourrait alors induire des conversions fréquentielles de manière différente.

LISTE DES PUBLICATIONS



**Journaux
internationaux à
comité de lecture**

Vincent TOMBELAINE, Philippe LEPROUX, Vincent COUDERC, Alain BARTHELEMY

"Visible Supercontinuum Generation in Holey Fibers by Dual-Wavelength Subnanosecond Pumping".

Photonics Technology Letters, Volume 18, n° 23, 2466-2468, 2006

Vincent COUDERC, Philippe LEPROUX, **Vincent TOMBELAINE**, Ludovic GROSSARD, Alain BARTHELEMY

"Raman cascade suppression by using wide band parametric conversion in large normal dispersion regime".

Optics Express, Volume 13, n° 21, 8584-8590, 2005

Vincent TOMBELAINE, Christelle LESVIGNE, Philippe LEPROUX, Ludovic GROSSARD, Vincent COUDERC, Jean-Louis AUGUSTE, Jean-Marc BLONDY, Guillaume HUSS, Paul-Henri PIOGER

"Ultra wide band supercontinuum generation in air-silica holey fibers by SHG-induced modulation instabilities".

Optics Express, Volume 13, n° 19, 7399-7404, 2005

Pierre-Alain CHAMPERT, Vincent COUDERC, Philippe LEPROUX, Sébastien FEVRIER, **Vincent TOMBELAINE**, Laurent LABONTÉ, Philippe ROY and Claude FROELHY

"White light supercontinuum generation in normally dispersive optical fiber using original multi-wavelength pumping system".

Optics Express, Volume 12, n° 19, 4366-4371, 2004

**Journaux
nationaux à
comité de lecture**

Philippe LEPROUX, Jean-Louis AUGUSTE, Vincent COUDERC, Christelle LESVIGNE, Aude ROY, **Vincent TOMBELAINE**, Jean-Marc BLONDY, Philippe ROY, Christine RESTOIN

"Génération de supercontinuum dans les fibres optiques microstructurées air-silice : potentialité pour l'émission UV cohérente".

Journal Physique IV France, Volume 138, 141-151, 2006

Christelle Lesvigne, **Vincent TOMBELAINE**, Ludovic GROSSARD, Philippe LEPROUX, Jean-Marc BLONDY, Jean-Louis AUGUSTE, Philippe ROY, Vincent COUDERC

"Génération d'un supercontinuum utilisant le doublage et le triplage de fréquence dans une fibre optique microstructurée".

Journal Physique IV France, Volume 136, 219-221, 2006

**Conférences
internationales**

Vincent COUDERC, Christelle LESVIGNE, Philippe LEPROUX,
Vincent TOMBELAINE, Gilles MELIN, André FLEUREAU,
Simon LEMPEREUR, A GALKOVSKY

"Phase matched and phase unmatched second harmonic
generation in optical fibres".

LEOS Lake Buena Vista, 2007 (papier invité)

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 Pragues, 6588-06, 2007 (papier invité)

Christelle LESVIGNE, Vincent COUDERC, Philippe LEPROUX,
Vincent TOMBELAINE, Laurent LABONTÉ, Alain
BARTHELEMY, Jean-Louis AUGUSTE, Xavier DAXHELET,
Suzanne LACROIX, Yves JAOUEN

"Second Harmonic Generation in a Highly Birefringent".

ECOC 2006 Cannes, We3.P.188, 2006

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 fiber for supercontinuum generation".

CLEO Long Beach (USA), CWO5 - Continuum Generation, 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".

*CLEO Long Beach (USA), CMA6 Exotic Nonlinear Optical
Phenomena, 2006*

Frédéric GEROME, Pierre VIALE, **Vincent TOMBELAINE**,
Philippe LEPROUX, Jean-Louis AUGUSTE, Sébastien FEVRIER,
Jean-Marc BLONDY, Vincent COUDERC

"Finite-element analysis of properties in real and idealized
Photonic Crystal Fibres, application to supercontinuum
generation".

Proceedings of COMSOL Paris, 2005

Dominique PAGNOUX, Sébastien FEVRIER, Philippe LEPROUX, Minh Châu PHAN HUY, A. PRYAMIKOV, Pierre VIALE, **Vincent TOMBELAINE**, Vincent COUDERC, Philippe ROY, Jean-Louis AUGUSTE, Jean-Marc BLONDY, Guillaume LAFFONT, Véronique DEWINTER-MARTY, Pierre FERDINAND, Bernard DUSSARDIER, Wilfried BLANC
"Microstructured fibers for sensing applications".
OFS-17 Bruges, WS1-2, 2005 (papier invité)

Vincent TOMBELAINE, Vincent COUDERC, Philippe LEPROUX, Ludovic GROSSARD, Jean-Louis AUGUSTE, Jean-Marc BLONDY
"Modulational instabilities in normal dispersion regime leading to white-light supercontinuum generation".
CLEO Baltimore (USA), CTuJ2, 2005

**Conférences
nationales**

Vincent TOMBELAINE, Philippe LEPROUX, Vincent COUDERC, Alain BARTHELEMY
"Génération de Supercontinuum Dans le visible par effets de Modulation de Phase croisée".
JNOG Metz, 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 : potentialité pour l'émission UV cohérente".
UVX Colleville-sur-Mer, 2006

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".
JNOG Chambéry, Optique non linéaire, 2005

Vincent TOMBELAINE, Philippe LEPROUX, Vincent COUDERC, Laurent LABONTE, Guillaume HUSS, Paul-Henri PIOGER

"Génération de second harmonique dans les fibres optiques microstructurées : application aux supercontinua".

JNOG Chambéry, Optique non linéaire, 2005

Christelle Lesvigne, **Vincent TOMBELAINE**, Ludovic GROSSARD, Philippe LEPROUX, Jean-Marc BLONDY, Jean-Louis AUGUSTE, Philippe ROY, Vincent COUDERC

"Génération d'un supercontinuum utilisant le doublage et le triplage de fréquence dans une fibre optique microstructurée".

Coloq Dijon, 2005

Vincent TOMBELAINE, Philippe LEPROUX, Sébastien FEVRIER, Pierre-Alain CHAMPERT, Ludovic GROSSARD, Vincent COUDERC, Philippe ROY

"Génération de supercontinuum par pompage multi-longueurs d'onde dans les fibres optiques microstructurées".

JNOG Paris, Optique Non linéaire, 2004 (papier invité)

Brevet

Vincent COUDERC, Philippe LEPROUX, **Vincent TOMBELAINE**, Pierre-Alain CHAMPERT, Alain BARTHELEMY, Jean-Louis AUGUSTE, Jean-Marc BLONDY

"Dispositif de génération d'une lumière polychromatique à spectre continu par excitation à une longueur d'onde".

Déposé le 15 avril 2005, n°05/03807 (France)

Les travaux reportés dans ce manuscrit de thèse portent sur la génération de supercontinua dans les fibres optiques microstructurées air-silice. Le développement d'un nouveau système basé sur une double excitation de la fibre non linéaire (fondamental et harmonique) a permis l'obtention d'un supercontinuum dans le domaine infrarouge et visible. Après une étude systématique du phénomène, il a été montré que l'élargissement dans l'infrarouge était induit par une propagation soliton et que le continuum visible était généré par un effet de modulation de phase croisée. Deux nouvelles méthodes innovantes, issues de ces premières investigations, sont présentées. La première technique utilise la génération de second harmonique obtenue directement dans la fibre. La seconde technique est basée sur un mélange à quatre ondes intermodal particulier. Ces études ont été réalisées pour le développement d'outils de diagnostic pour la cytométrie de flux et l'imagerie non linéaire CARS.

Mots clés : Elargissement spectral, fibre microstructurée air-silice, conversion non linéaire, poling optique, double excitation

The investigations reported here concerns the generation of supercontinua in air-silica microstructured optical fibres. The development of a new system based on a double excitation (fundamental and harmonic) of nonlinear fibre allowed to obtain a supercontinuum in the infra-red and visible range. After a systematic study of the phenomenon, it was shown that the broadenings in the infra-red and in visible domains were generated by soliton propagations and cross phase modulation respectively. Then two new innovating methods, resulting from the double pumping device, were demonstrated. The first technique uses the second harmonic generation obtained directly in the fibre. The second one is based on a particular intermodal four wave mixing. These studies were carried out for the development of diagnosis tools for the flow cytometry and the nonlinear CARS imaging.

Keywords: Spectral broadening, air silica microstructured fiber, nonlinear conversion, optical poling, double excitation