



HAL
open science

Génération de lumière Supercontinuum dans le visible et l'ultraviolet dans des fibres optiques multimodes de silice dopée à saut d'indice.

Solveig Perret

► To cite this version:

Solveig Perret. Génération de lumière Supercontinuum dans le visible et l'ultraviolet dans des fibres optiques multimodes de silice dopée à saut d'indice.. Optique / photonique. Université Bourgogne Franche-Comté, 2020. Français. NNT : 2020UBFCD024 . tel-03155875v2

HAL Id: tel-03155875

<https://theses.hal.science/tel-03155875v2>

Submitted on 8 Mar 2021

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

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

**THÈSE DE DOCTORAT DE L'ÉTABLISSEMENT UNIVERSITÉ BOURGOGNE
FRANCHE-COMTÉ**

PRÉPARÉE À L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

École doctorale n°37

Sciences Pour l'Ingénieur et Microtechniques

Doctorat d'Optique et Photonique

par

Solveig Perret

**Génération de lumière supercontinuum dans le visible et l'ultraviolet dans des
fibres optiques multimodes de silice dopée à saut d'indice**

Thèse présentée et soutenue à Besançon, le 23 juillet 2020

Composition du Jury :

Chartier Thierry	Professeur, Institut FOTON ENSSAT, Université de Rennes 1, Lannion	Rapporteur
Roy Philippe	Directeur de recherche CNRS, Institut de recherche Xlim, Université de Limoges, Limoges	Rapporteur
Jacquot Maxime	Professeur, Institut FEMTO-ST, Université de Bourgogne Franche-Comté, Besançon	Président
Lebrun Sylvie	Maitre de conférences, Institut d'Optique Graduate School Laboratoire Charles Fabry, Palaiseau/Paris	Examineur
Dudley John M.	Professeur, Institut FEMTO-ST, Université de Bourgogne Franche-Comté, Besançon	Directeur de thèse
Fanjoux Gil	Professeur, Institut FEMTO-ST, Université de Bourgogne Franche-Comté, Besançon	Codirecteur de thèse

Titre : Génération de lumière supercontinuum dans le visible et l'ultraviolet dans des fibres optiques multimodes de silice dopée à saut d'indice

Mots-clés : Supercontinuum, Fibres optiques multimodes à saut d'indice, Ultraviolet, Mélanges intermodaux à quatre ondes en cascade.

Résumé :

Bien que la propagation non-linéaire d'impulsions multimodales ait été étudiée dans les fibres optiques multimodes depuis les années 1970, les récents développements dans le domaine des matériaux et des techniques de fabrication des fibres ont considérablement renouvelé l'intérêt pour ce domaine. Dans cette thèse, nous rapportons l'étude expérimentale du processus de conversion non-linéaire de fréquence dans les fibres à saut d'indice multimodes pour générer de nouvelles composantes spectrales dans les régions du proche ultraviolet (UV-A) et du visible. Deux études particulières ont été réalisées. Dans la première, une fibre à saut d'indice faiblement multimode a été étudiée avec deux sources laser à 532 nm et 1064 nm. En fonction des particularités des conditions expérimentales, les résultats obtenus avec le pompage à 532 nm ont donné soit un large continuum multimode s'étendant de 515 nm à 680 nm, soit une série de composantes spectrales discrètes émises dans des modes d'ordre supérieur sur la plage de 524 nm à 538 nm. De plus, toujours en fonction des conditions expérimentales, lors du pompage à 1064 nm, les expériences ont donné soit

un supercontinuum multimode s'étendant de 560 nm à 2350 nm, soit une série de pics spectraux discrets dans des modes d'ordre supérieur observés simultanément avec un élargissement spectral continu. Dans la seconde étude, les expériences ont porté sur la conversion non-linéaire de fréquences dans une fibre à cristaux photoniques en verre de silice spéciale UV avec pompage à 532 nm et 355 nm. Les résultats du pompage à 355 nm, en particulier, ont permis de générer des pics spectraux discrets d'ordre supérieur sur la plage 350 nm à 379.7 nm. D'autres expériences avec une injection dans les ponts de la microstructure de la fibre à cristaux photoniques ont permis d'obtenir un continuum en cascade Raman s'étendant de 350 nm à 390 nm. Les travaux expérimentaux de cette thèse ont été accompagnés soit de calculs théoriques des accords de phase intermodaux, soit de simulations de la propagation d'impulsions dans une fibre optique, si nécessaire. Cette thèse contribue à l'ensemble croissant de résultats montrant l'utilité des effets non-linéaires dans les fibres multimodes pour générer un rayonnement cohérent sur de larges plages spectrales.

Title: Génération de lumière supercontinuum dans le visible et l'ultraviolet dans des fibres optiques multimodes de silice dopée à saut d'indice

Keywords: Supercontinuum, Multimode Step-Index optical Fibers, Ultraviolet, Cascaded IMFWM.

Abstract:

Although multimode non-linear propagation has been studied in multimode optical fibres since the 1970s, recent developments in materials and manufacturing techniques have greatly renewed interest in this area. In this thesis, we report the experimental study of nonlinear frequency conversion processes in multimode fibres to generate new spectral components in the near ultraviolet (UV-A) and visible spectral regions. Two particular studies have been carried out. In the first, a few-mode step-index fibre was studied with two pump laser sources at 532 nm and 1064 nm. Depending on the particular experimental conditions, the results with 532 nm pumping yielded either a broad multimode continuum spanning over 515–680 nm, or as series of discrete spectral components emitted in particular higher-order modes over the range 524–538 nm. And again depending on experimental conditions, when pumping at 1064 nm, experiments yielded either a broadband multimode continuum spanning over 560–

2350 nm, or a series of discrete spectral peaks in higher-order modes observed simultaneously with continuous spectral broadening. In the second study, experiments studied nonlinear frequency conversion in a UV-grade silica glass photonic crystal fibre with pumping at 532 nm and 355 nm. Results for 355 nm pumping in particular yielded the generation of higher-order mode discrete spectral peaks over the range 350–379.7 nm. Additional experiments pumping the photonic crystal fibre microstructure cladding region yielded a Raman cascade continuum spanning 350–390 nm. The experimental work in this thesis was accompanied by theoretical calculations of intermodal phase matching, or simulations of pulses propagation in an optical fibre as required. This thesis contributes to the growing body of results showing the utility of nonlinear effects in multimode fibre to generate coherent radiation over broad spectral ranges.

Remerciements

Cette thèse n'aurait été possible sans le financement du projet Européen H2020 Innovative Training Network SUPUVIR (SUPERcontinuum broadband light sources covering UV to IR applications). Le travail de thèse a été réalisé à l'institut FEMTO-ST dans le laboratoire d'optique P.M. Duffieux de l'université de Bourgogne Franch-Comté, à Besançon en France, unité associée au CNRS U.M.R. 6174.

I have to express my deepest gratitude to my main supervisor J.M. Dudley for giving me the support and the motivation to finish in good conditions my Phd. Managerial skills are rarely push in the front of the scene for a worldwilde famous scientific. Je tiens aussi à le remercier pour ses précieux conseils scientifiques comme généraux. I did learn some things...

Je voudrais remercier chaleureusement mon co-directeur de Thèse G. Fanjoux pour sa patience extraordinaire et sa gentillesse. Je le remercie également pour ses conseils scientifiques prodigués et l'aide apportée qui sauvèrent bon nombres d'heures de manipulations expérimentales.

Je remercie les membres du Jury qui ont eu la tache délicate d'apprécier l'ensemble de ma thèse et particulièrement pour leur disponibilité en ces temps spéciaux.

Je remercie L. Larger et T. Leblois pour leur soutien lorsque je fus en difficulté.

Je remercie particulièrement K. Phan Huy, M. Deroh, J.C. Beugnot et J. Chrétien pour m'avoir soutenue. Je remercie également toute l'équipe d'optique non-linéaire, en particulier Vincent et Alexis.

I would like to give a special thanks to Amar my closest collegue with whom I shared the pressur and so much time in the lab, in the office, in travels...

I would like also express my gartitude to my SUPUVIRA's collegues, specifically to Marcello, Xavier, Etienne, Chetan and Goayuan for the fun.

Je voudrais aussi remercier mes collègues du département d'optique pour leur disponibilité et bienveillance. En particulier, je voudrais remercier D. Brünner pour la mise en place du Biergarden ainsi que tous les participants réguliers ou ponctuels.

Dans la même mentalité, je remercie chaleureusement les partisans de la pause café du deuxième étage pour leurs discussions apaisées ou enflammées... Je voudrais particulièrement remercier Cyril, Sébastien, Nicolas, Florent, Benoit, Thomas pour leur véritable partage à travers ces discussions.

Je voudrais remercier ceux qui ont été présents dans les bons et les mauvais moments, Sheler, Louis, Rémi, Coralie, Amélie, Coraline, Jacques.

La présence de certaines personnes est plus importante, plus intense, le partage plus profond, le soutien plus fort, je vous remercie Fanny, Aurélien, Damien, Aurore, Vivien.

Je ne peux m'empêcher de remercier ma famille. Je voudrais particulièrement remercier ma grand-mère Claudette pour m'avoir bassinée avec son esprit critique, ainsi que mes sœurs Clarine et Aurélie pour m'avoir toujours écoutée raller. Je tiens spécialement à remercier Aurélie pour sa relecture... au moins maintenant tu sais expliquer ce que je fais ;p

Je n'ose pas utiliser ton surnom pour te remercier pour ton soutien, William, ni vraiment exprimer ce que je ressens.

Je dédie cette thèse à la personne qui, dans mes souvenirs, a su à travers la maîtrise éclairée d'une éducation positive me pousser en avant et me permettre de me relever quelques soient les obstacles...

Citation

"C'est l'histoire d'un lion, d'un énoorme lion, qui se promenait dans la forêt. Il se pavanait tout content. Quand soudain, sur son chemin, il croisa une souris, une minuscuuuuule souris. Très surpris par la taille de celle-ci, le lion lui demanda : "Dis moi petite souris, comment cela se fait-il que tu sois aussi petite?". La souris le regarda et lui répondit : "J'ai été malade toute la semaine dernière, alors forcément..."

Inspirée de : Livre de blagues en anglais, BD Léonard, BD Les Schtroumpfs, ...

PhD-Summary

This thesis describes a series of experiments and accompanying theoretical and numerical studies performed within the European Innovative Training Network Project SUPUVIR (Supercontinuum broadband light sources covering UV to IR applications). The overall objective of SUPUVIR is to exploit nonlinear frequency conversion processes in optical fibre in order to explore new approaches that generate new frequency components which enable to reach remote spectral regions. And the specific aim of this thesis has been to explore how this can be achieved using nonlinear frequency conversion processes in multimode fibre.

In particular, although optical fibre is well known as a platform to extend spectral coverage in the infrared, its application to generate short wavelength ultraviolet (UV) radiation has generally been considered problematic because of strong glass absorption at shorter wavelengths. However, based on recent material developments in the field, studying this area of research has been possible. And moreover, based on fabrication advances, nonlinear effects in multimode fibre have also seen greatly renewed interest. This thesis reports results combining these two recent developments.

The thesis is organised as follows. After a brief introduction, the findings of the thesis are presented in three main chapters. The first chapter reviews the main theoretical ideas of linear and nonlinear propagation in optical fibres, describing both discrete frequency conversion processes through four wave mixing, as well as briefly introducing the process of broadband supercontinuum generation. Conditions for multimode phasematching are also reviewed.

In the second chapter, experimental results obtained with a step-index few-mode fiber are analysed, with a focus on the supercontinuum generation. Two pump laser sources at 532 nm and 1064 nm are used for the experiments. Using the first at 532 nm, depending on the coupling condition, the results yielded either a broad multimode continuum spanning over 515–680 nm, or a series of discrete spectral components emitted in particular higher-order modes over the range 524–538 nm. Using the second at 1064 nm, again depending on the coupling condition, the experiments yielded either a broadband multimode supercontinuum spanning over 560–2350 nm, or a series of discrete spectral peaks in higher-order modes observed simultaneously with continuous spectral broadening. The comparison between experimental results and theoretical phase matching calculations allows us to interpret the supercontinuum generation process as due to cascaded intermodal four-wave mixing for the visible part and mixing with cascaded Raman scattering for the infrared part.

Building on recent improvements in fiber fabrication, the fiber studied in the third chapter is a UV-grade silica glass photonic crystal fibre which enables the generation of frequencies in the UV-A range. Using a laser source at 355 nm, experiments yielded the generation of higher-order mode discrete spectral peaks over the range 350–379.7 nm. The origin of these peaks from intermodal four-wave mixing is inferred from phase matching calculations. Additional experiments pumping the photonic crystal fibre microstructure cladding region yielded a Raman cascade continuum spanning 350–390 nm, with the spectra observed in experiments being reproduced well by generalized nonlinear Schrödinger equation simulations.

Finally, some general conclusions are drawn summarising how this thesis contributes to the growing body of results showing the utility of nonlinear effects in multimode fibre to generate coherent radiation over broad spectral ranges.

Publications and communications

Publications in Peer Reviewed Journals

Perret Solveig, Poudel Chetan, Ghosh Amar Nath, Fanjoux Gil, Provino Laurent, Taunay T, Monteville A., Landais D., Kaminski C.F., Dudley John Michaël and Sylvestre Thibaut, "*Silica-based photonic crystal fiber for the generation of broad band UV radiation*", OSA Continuum, vol. **3**, 1, 31-42, 2020 (see Annexe B)

Perret Solveig, Fanjoux Gil, Bigot L., Fatome Julien, Millot Guy, Dudley John Michaël and Sylvestre Thibaut, "*Supercontinuum generation by intermodal four-wave mixing in a step-index few-mode fibre*", APL Photonics, vol. **4**, 022905, 2019 (see Annexe B)

Conferences

2017

23th November – **Workshop** : "*IFISC AND FEMTO-ST COLLABORATIVE WORKSHOP*" at Institute of FEMTO-ST CNRS in Besancon, France.

Best Poster Award - Poster presentation : Perret Solveig, Fanjoux Gil, Bigot L., Fatome Julien, Millot Guy, Dudley John Michaël and Sylvestre Thibaut "*Supercontinuum Generation and Intermodal Four-Wave Mixing in a Step-Index Few-Mode Fibre*".

13-14 December – **Symposium** : "*Symposium on Future Prospects for Photonics on Mid-Infrared Light Sources and Applications*" in Tampere, Finland.

Best Poster Award - Poster presentation : Perret Solveig, Fanjoux Gil, Bigot L., Fatome Julien, Millot Guy, Dudley John Michaël and Sylvestre Thibaut "*Supercontinuum Generation and Intermodal Four-Wave Mixing in a Step-Index Few-Mode Fibre*".

2018

22-26 April – **Conference** : "*SPIE Photonics Europe 2018*" in Strasbourg, France.

Poster presentation : Perret Solveig, Fanjoux Gil, Bigot L., Fatome Julien, Millot Guy, Dudley John Michaël and Sylvestre Thibaut "*Supercontinuum Generation and Intermodal Four-Wave Mixing in a Step-Index Few-Mode Fibre*". in "SPIE Photonics Europe 2018, Micro-Structured and Specialty Optical Fibres V", vol. 10684

2-5 July – **Conference** : "*OSA Advanced Photonics Congress 2018*" at ETH in Zurich, Switzerland.

Oral presentation : Perret Solveig, Fanjoux Gil, Bigot L., Fatome Julien, Millot Guy, Dudley John Michaël and Sylvestre Thibaut, "*Two octave supercontinuum generation by cascaded intermodal four-wave mixing in a step index few-mode fibre*" in "Nonlinear Photonics 2018" NpTh2I.1

3-6 July – **Conference** : "*38ème Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2018)*" in Toulouse, France.

Oral presentation : Perret Solveig, Fanjoux Gil, Bigot L., Fatome Julien, Millot Guy, Dudley John Michaël and Sylvestre Thibaut, "*Génération de supercontinuum par cascade de*

mélanges à quatre ondes intermodaux dans une fibre optique multimode à saut d'indice" in "38ème Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2018)"

12-15 November – **Conference** : "*Latin America Optics and Photonics (2018)*" in Lima, Peru.
Perret Solveig, Fanjoux Gil, Bigot L., Fatome Julien, Millot Guy, Dudley John Michaël and Sylvestre Thibaut, "*Supercontinuum generation by cascaded intermodal Raman and FWM processes in step-index few-mode fibers* " in "Latin America Optics and Photonics (2018)" W2E.3

2019

23-27 June – **Conference** : "*Conference on Lasers and Electro-Optics/Europe and the European Quantum Electronics Conference CLEO/EUROPE-EQEC 2019*" in Munich, Germany.

Oral presentation : Perret Solveig, Ghosh Amar Nath, Fanjoux Gil, Provino Laurent, Taunay L., Monteville A., Landais D., Dudley John Michaël and Sylvestre Thibaut, "*UV-Grade Silica-based Photonic Crystal Fibers for broadband UV generation over 350-395 nm*" in "2019 Conference on Lasers and Electro-Optics/Europe and the European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC 2019)", papier J-8.4 TUE

2-4 July – **Conference** : "*39ème Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2019)*" in Paris-Saclay, France.

Oral presentation : Perret Solveig, Ghosh Amar Nath, Fanjoux Gil, Provino Laurent, Taunay L., Monteville A., Landais D., Dudley John Michaël and Sylvestre Thibaut, "*Génération d'un spectre ultraviolet de 350 à 391 nm dans une fibre optique à cristal photonique en silice UV-Grade*".

Training Activities and Internships in the framework of SUPUVIR

<https://www.supuvir-itn.eu>

2017

19-21 September – **Training Course** : "*Supercontinuum broadband light sources for UV and IR applications*" at Institute of FEMTO-ST CNRS in Besancon in France.

2018

9-12 April – **Training Course** : "*First Workshop on Photonic Crystal Fiber Technology for Ultrafast Optics Applications*" at ITME Institute of Electronic Materials Technology in Warsaw in Poland.

4-15 June – **Secondment** : "*Development and characterization of white light sources*" at LEUKOS SARL in Limoges in France.

3rd October – **Supervisory Board meeting** at DTU Technical University of Denmark in Lyngby in Danemark.

Poster presentation : "*Black-light supercontinuum generation in high-hydroxide doped silica fibres*".

26-28 November – **Training Course** : "*Microscopy and Sensing Workshop*" at University of Cambridge Department of Chemical Engineering and Biotechnology in Cambridge in UK.

Video presentation : "*What is my work as a PhD Student in SUPUVIR*".

2019

19-25 May – **Secondment** : "*Building up a setup for Time-Gated Fluorescence Lifetime Imaging Microscopy (TG-FLIM) to use it with a new supercontinuum source for blue light applications*" at University of Cambridge Department of Chemical Engineering and Biotechnology in Cambridge in UK.

12-18 August – **Training Course** : "*Entrepreneurship Summer School*" at DTU Fotonik Department of Photonics Engineering Technical University of Denmark in Lyngby in Denmark.

Oral presentation : "*InfraBreath : A simple solution for asthma detection*".

Introduction Générale

Depuis les premiers rapports de Ted Maiman sur l'oscillation laser en 1960 [1, 2], la technologie laser a permis de nombreuses avancées dans la compréhension scientifique du monde qui nous entoure et a ouvert des possibilités technologiques innovantes dans des domaines vitaux pour la société tels que les communications, la santé et la fabrication industrielle. Le monde moderne ne serait tout simplement pas le même sans la lumière cohérente du rayonnement laser.

L'année suivant les rapports de Maiman sur le rayonnement laser, en 1961, Franken *et al.* ont observé pour la première fois un mécanisme non-linéaire de conversion de fréquence : à partir de la lumière rouge initiale d'un laser à Rubis, ce mécanisme non-linéaire a doublé la fréquence de la lumière laser, créant un rayonnement ultraviolet (autour de 347 nm). Ce résultat était la première observation d'un phénomène optique non-linéaire et a ouvert le domaine de la conversion de fréquence non-linéaire [3]. La lumière ultraviolette est devenue essentielle dans de nombreuses disciplines telles que la lithographie, la métrologie, la chimie, la spectroscopie, l'imagerie pour le biomédical [4]. La recherche de sources de lumière ultraviolette (parfois appelée « lumière noire ») continue d'être d'une grande importance aujourd'hui. Toutefois, la production de sources cohérentes de lumière ultraviolette demeure un défi [5], et bien que de grandes infrastructures comme les synchrotrons puissent donner accès à un rayonnement à courte longueur d'onde, il existe un réel besoin pour une source ultraviolette compacte.

C'est précisément pour développer des sources de lumière UV compactes que le projet européen SUPUVIR (SUPERcontinuum broadband light sources covering UV to IR applications) a été développé et financé en 2016. Bien que la fibre optique soit bien connue comme une plateforme permettant d'étendre la couverture spectrale dans le proche infrarouge, son application pour générer des longueurs d'onde ultraviolettes courtes a généralement été considérée comme problématique en raison de la forte absorption du verre. Ce projet SUPUVIR a été monté dans une optique de formation de jeunes chercheurs (voir PhD-Summary) et dans le but particulier d'exploiter les processus de conversion de fréquence non-linéaire dans la fibre optique pour explorer de nouvelles approches pour générer des composantes spectrales dans des régions spectrales difficiles à atteindre. C'est ce que le projet SUPUVIR avec les travaux rapportés dans cette thèse a voulu résoudre en s'appuyant sur les récents développements technologiques dans le domaine.

La génération de lumière ultraviolette est impactée par différents facteurs qui la rendent problématique. Ces facteurs sont l'absorption électronique du matériau, les pertes dues à l'effet Rayleigh (important pour les courtes longueurs d'onde), le photo-noircissement, les centres colorés induits optiquement et la large dispersion normale qui limite la bande spectrale des processus non-linéaires de conversion [6]. Ces problèmes peuvent être évités en utilisant des fibres, encore qualifiées d'exotiques, telles que les fibres à cœur creux contenant du gaz [7, 8, 9, 10, 11], les fibres en verres ZBLAN [12] ou encore les capillaires à cœur creux remplis de gaz [13]. Bien que les résultats obtenus soient extrêmement prometteurs, avec la génération d'ultraviolet UV-B jusqu'à 110 nm [13], l'ergonomie, la facilité de fabrication et la compatibilité avec les systèmes préexistants comme les plateformes tout silice restent difficiles à obtenir. Ainsi, il y a un grand intérêt à générer de la lumière UV en utilisant des fibres de type standard en verre

silice spécialement dopées pour supporter le rayonnement UV-A.

Néanmoins, le matériau de la fibre n'est pas le seul verrou scientifique à considérer. En effet, la possibilité de génération de lumière ultraviolette vient généralement de processus non-linéaires de conversion de fréquences. Certains de ces processus non-linéaires interviennent soit dans une large dispersion normale de la fibre lorsque la source laser utilisée est déjà une lumière ultraviolette, soit dans un régime de dispersion normale proche du zéro de dispersion de la fibre lorsque la source laser est dans le domaine visible ou infra-rouge. Dans ce deuxième cas il faut prendre en compte les effets non-linéaires permettant de très larges élargissements spectraux. Dans les deux cas, les phénomènes non-linéaires se déroulent soit en partie soit complètement dans le régime de dispersion normale de la fibre. L'étude des phénomènes non-linéaires s'est particulièrement développée dans les fibres monomodes avec, d'un côté des techniques pour éviter leur apparition ou conséquences pour une application dans le domaine de la télécommunication [14], et d'un autre côté l'optimisation de leurs dynamiques pour la génération de supercontinuum de 400 nm à 2700 nm qui est le domaine de transparence de la silice [15].

Au cours des dix dernières années, on a constaté un regain d'intérêt pour la propagation d'impulsions dans les fibres multimodes, motivé par l'exponentielle croissance de la demande de trafic dans les réseaux optiques d'une part, et une augmentation de la capacité de transmission associée à la dimension spatiale, ou le multiplexage par répartition spatiale d'autre part [16]. Les effets optiques non-linéaires dans les fibres multimodes, comme l'accord de phase intermodal des processus de mélanges à quatre ondes (IMFWM), sont connus depuis longtemps [17, 18]. Cependant, la manipulation des propriétés temporelles et spectrales des impulsions combinées avec les degrés de liberté fournis par la multimodalité des fibres est un domaine de recherche qui n'a émergé qu'au cours des dernières années [16].

Le contexte de cette thèse est fourni alors par un réel besoin de source ultraviolette compacte, justifiant l'exploration des propriétés temporelles et spectrales de fibres multimodes particulières. Plus précisément, en s'appuyant sur les récents développements en matière de nouvelles conceptions de fibres optiques, les travaux présentés ici se sont concentrés sur l'exploration des mécanismes de génération d'ultraviolets dans divers nouveaux types de fibres optiques, en particulier par le biais de processus de mélanges intermodaux à quatre d'ondes. Bien que le mélange intermodal à quatre d'ondes dans la fibre optique soit bien établi, la génération de rayonnement de courte longueur d'onde par ce mécanisme présente des défis intéressants, tant du point de vue des expériences que de la modélisation et de la compréhension des nombreux processus non-linéaires de conversion de fréquence observés.

Le plan de ce manuscrit est le suivant :

Le chapitre 1, la partie théorique de ce manuscrit, introduit les notions de base d'optique linéaire et non-linéaire en rapport avec les fibres optiques pour la compréhension des deux chapitres expérimentaux suivant. Ce chapitre se focalisera particulièrement sur les notions de mélanges à quatre ondes intermodaux générés lors d'une étude expérimentale, en régime nanoseconde, de la fibre multimode particulière dans son régime de dispersion normale.

Dans le chapitre 2, la première partie expérimentale, les résultats du cas particulier d'une fibre à saut d'indice faiblement multimode faiblement dopée germanium en son cœur sont présentés avec une analyse des spectres observés pour deux expérimentations à deux longueurs d'ondes différentes : à 532 nm dans le visible et à 1064 nm dans le proche infrarouge. L'étude de la génération des courtes longueurs d'onde, générées par mélanges paramétriques intermodaux soit grâce à une longueur d'onde déjà dans le visible ou à travers la génération d'un supercontinuum, permet de mettre en évidence l'importance des effets intermodaux à quatre ondes. Leur compréhension est un élément majeur pour la génération de courte longueur d'onde

particulièrement pour le bleu et l'ultraviolet.

Dans une deuxième et dernière partie expérimentale, le chapitre 3, une fibre à cristaux photoniques est modélisée pour être à saut d'indice et multimode à 355 nm. Son modèle géométrique est envoyé à des partenaires pour que la fibre puisse être fabriquée dans un verre spécial qui peut supporter l'ultraviolet. Cette fibre est ensuite testée expérimentalement avec une source laser à 355 nm pour la génération d'effets non-linéaires tel que les mélanges paramétriques intermodaux et le processus Raman en cascade.

En conclusion, un résumé des résultats obtenus et des différentes pistes pour la continuité des recherches dans ce domaine seront donnés.

Sommaire

Sommaire

xvii

1 Effets linéaires et non-linéaires dans les fibres optiques	3
1.1 Introduction	4
1.2 Propriétés de la fibre optique	4
1.2.1 La fibre optique : un guide d'onde	4
1.2.2 Pertes	6
1.2.3 Dispersion chromatique	7
1.2.3.1 Dispersion du matériau	7
1.2.3.2 Dispersion du guide d'onde	9
1.2.4 Dispersion modale avec une approche très simplifiée de la notion de mode dans une fibre optique	10
1.2.5 Biréfringence	11
1.3 Propagation de l'onde lumineuse dans les fibres optiques	12
1.3.1 Equation d'Helmholtz	12
1.3.2 Modes de propagation	14
1.3.2.1 Equation aux valeurs propres	14
1.3.2.2 Modes transverses	16
1.3.2.3 Modes hybrides	16
1.3.3 Modes linéairement polarisés	17
1.4 Effets non-linéaires dans les fibres optiques monomodes	18
1.4.1 Effet Kerr	18
1.4.2 Diffusion Raman stimulée (SRS)	19
1.4.3 Equation de Schrödinger non-linéaire généralisée (GNLSE)	20
1.4.3.1 Equation de Schrödinger non-linéaire (NLSE)	21
1.4.3.2 Instabilité de modulation et Soliton optique	21
1.4.3.3 Equation de Schrödinger non-linéaire généralisée (GNLSE)	22
1.4.3.4 Ondes dispersives	23
1.5 Effets non-linéaires dans les fibres multimodes	24
1.5.1 Mélanges intermodaux à quatre ondes	24
1.5.1.1 Processus de mélange à quatre ondes dans les fibres monomodes	25
1.5.1.2 Accord de phase effectif et longueur de cohérence	28
1.5.1.3 Accord de phase pour les fibres multimodes	28
1.5.2 Effets non-linéaires spécifiques aux fibres multimodes à indice parabolique	30
1.5.2.1 Auto-imagerie	30
1.5.2.2 Instabilité Paramétrique Géométrique	31
1.5.2.3 Nettoyage de faisceau Kerr	32
1.6 Supercontinuum	33
1.6.1 Introduction	33
1.6.2 Différentes dynamiques de génération de supercontinuum	34
1.7 Conclusion	37

2	Fibre faiblement multimode à saut d'indice	39
2.1	Introduction	40
2.2	Etude de la fibre	40
2.2.1	Etude des propriétés de dispersion modale en fonction du dopage	40
2.2.2	Calculs des propriétés de dispersion modale à 532 nm	43
2.3	Génération de mélanges paramétriques intermodaux	44
2.3.1	Montage expérimental	45
2.3.2	Génération d'un continuum avec une source laser à 532 nm	45
2.3.3	Couplages intermodaux avec une source laser à 532 nm	47
2.3.3.1	Etude des couplages intermodaux en fonction de la puissance	47
2.3.3.2	Etude des couplages intermodaux en fonction de l'injection	49
2.3.3.3	Comparaison des données expérimentales avec les calculs théoriques	50
2.4	Génération d'un supercontinuum	52
2.4.1	Calculs des propriétés de dispersion modale à 1064 nm	53
2.4.2	Montage expérimental	54
2.4.3	Génération d'un supercontinuum avec une source laser à 1064 nm	55
2.4.4	Couplages intermodaux paramétriques en cascade	57
2.4.4.1	Études expérimentales des couplages intermodaux paramétriques en cascade	57
2.4.4.2	Comparaison des données expérimentales avec les calculs théoriques	62
2.5	Contrôle modal avec des lames de phase	67
2.5.1	Caractérisation des lames de phase	67
2.5.2	Résultats expérimentaux avec le contrôle modal passif	69
2.6	Conclusion	72
3	Fibre multimode à cristaux photoniques à saut d'indice en verre UV-Grade base silice	73
3.1	Introduction	74
3.2	Design de la fibre	74
3.2.1	Simulation du design et équation d'accord de phase	74
3.2.2	Fabrication et pertes en absorption	76
3.2.3	Tests expérimentaux avec une source laser à 532 nm	77
3.3	Résultats expérimentaux avec une source laser à 355 nm	79
3.3.1	Montage expérimental	79
3.3.2	Génération de mélanges à quatre ondes intermodaux	80
3.3.2.1	Génération de mélanges à quatre ondes intermodaux avec différents types de couplages	80
3.3.2.2	Comparaison des accords de phases théoriques avec les résultats expérimentaux	84
3.3.3	Génération de cascades Raman	85
3.3.3.1	Couplage dans des modes de gaine	85
3.3.3.2	Simulation sur un pont de la structure de la fibre à cristaux photoniques	90
3.3.3.3	Robustesse à la solarisation sous rayonnement ultraviolet	95
3.4	Conclusion	95
4	Conclusion Générale	97

<i>SOMMAIRE</i>	1
5 Bibliographie Générale	101
Table des figures	113
Liste des tables	121
I Annexes	123
A Premier chapitre des annexes	125
A.1 Pour le Chapitre 2 section 2.4.4.2	125
A.2 Pour le Chapitre 3 section 3.2	126
B Deuxième chapitre des annexes : Articles	129

1

Effets linéaires et non-linéaires dans les fibres optiques

1.1/ Introduction

Ce chapitre d'introduction a pour but de donner un aperçu des caractéristiques des fibres qui sont importantes pour comprendre les effets non-linéaires. Ceux-ci seront utilisés dans l'analyse des processus impliqués dans la génération des élargissements spectraux observés dans les chapitres suivants. Ce chapitre est fortement inspiré du livre de G. P. Agrawal [19] qui donne les bases des effets non-linéaires dans les fibres optiques et leur compréhension, et du chapitre 1 du manuscrit de thèse de L. Provino [20]. La section 1.2 traite de diverses propriétés des fibres, comme la perte optique, les différents types de dispersion, et la biréfringence. Une attention particulière est accordée aux dispersions de par leur importance dans l'étude des effets non-linéaires. La section 1.3 porte sur la propagation de la lumière dans une fibre et des modes de propagation. La section 1.4 présente divers effets non-linéaires résultant de l'exposition du matériau à l'intensité du champ électrique, dont on verra la dépendance de l'indice de réfraction et de la diffusion inélastique stimulée. Découlant de cela, la modulation en phase propre, la modulation en phase croisée, la diffusion Raman spontanée et stimulée seront examinées. Ces effets non-linéaires seront alors ajoutés à l'équation de la propagation de la lumière dans les fibres. La section 1.5, le mélange à quatre ondes sera introduit pour les fibres monomodes et multimodes ainsi que les effets non-linéaires typiquement observés pour les fibres multimodes à gradient-d'indice. Dans une dernière section 1.6, les différentes dynamiques permettant la génération de supercontinuum seront abordées.

1.2/ Propriétés de la fibre optique

1.2.1/ La fibre optique : un guide d'onde

Dans sa forme la plus simple, une fibre optique se compose d'un cœur central en verre (le cœur) entouré d'un tube en verre (la gaine) dont l'indice de réfraction n_{ga} est légèrement inférieur à l'indice de cœur n_c , comme montré avec la section transversale d'une fibre à saut d'indice et son profil d'indice de réfraction sur la figure 1.1 (a). Ces fibres sont généralement appelées fibres à saut d'indice pour les distinguer des fibres à gradient d'indice [21, 22, 23], fibres dans lesquelles l'indice de réfraction du cœur diminue progressivement à partir du centre jusqu'à la limite centrale comme indiqué en figure 1.1 (b).

La figure 1.1 (c) montre schématiquement la section transversale et le profil d'indice de réfraction d'une fibre à cristaux photoniques [25]. Elle est généralement caractérisée par le diamètre d'un trou d'air d et par l'espace périodique de ces trous d'air Λ . La différence d'indice est créée entre le cœur et la structure en trous d'air. On ne parlera pas de fibre à cristaux photoniques à bande interdite [26], ni de fibre à cœur creux [27]. Lorsqu'on parlera de fibre à cristaux photoniques, on considérera des fibres avec un guidage de la lumière par réflexion totale interne modifiée.

Deux paramètres qui caractérisent une fibre optique sont la différence relative de l'indice de gaine et du cœur :

$$\Delta = \frac{n_c - n_{ga}}{n_c}, \quad (1.1)$$

et le paramètre V défini par

$$V = k_0 a (n_c^2 - n_{ga}^2)^{1/2}, \quad (1.2)$$

où $k_0 = 2\pi/\lambda$, a est le rayon du cœur, et λ est la longueur d'onde de la lumière. Le paramètre V , appelé aussi fréquence spatiale normalisée, détermine le nombre de modes supportés par la fibre. Il est démontré en référence [19] qu'une fibre à saut d'indice ne supporte qu'un seul mode si $V < 2.405$.

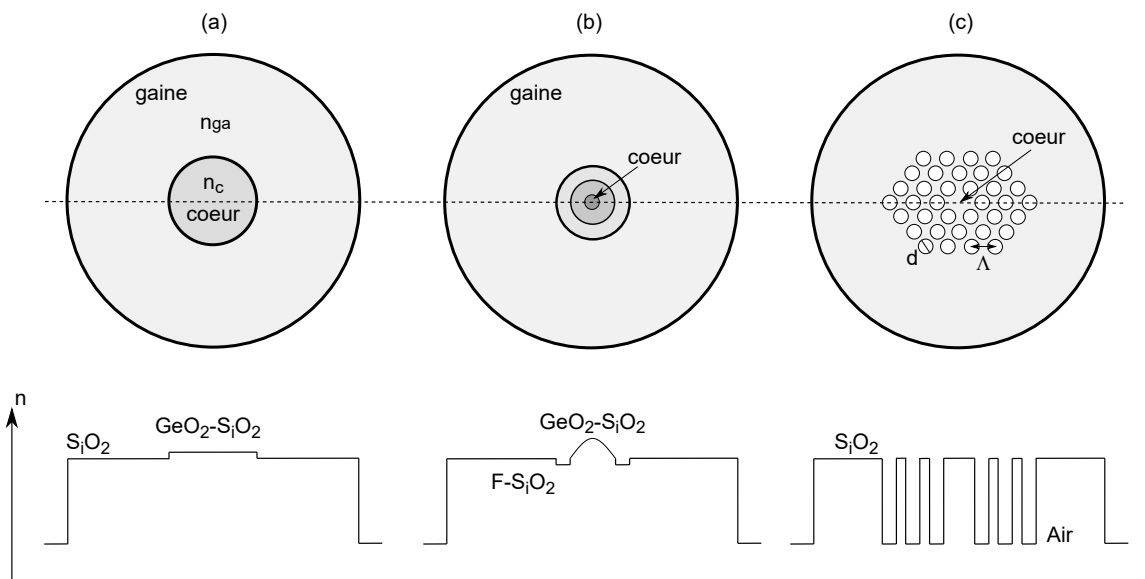


Figure 1.1 – Schéma de section transversale de fibre optique dont leur profil d'indice avec en (a) une fibre optique à saut d'indice en silice SiO_2 et germanium $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$, en (b) une fibre à gradient d'indice en silice dopée fluor F-SiO_2 et germanium $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$, et en (c) une fibre à cristaux photoniques. Figure inspirée de [24]

Les fibres optiques conçues pour satisfaire cette condition sont appelées fibres monomodes. La principale différence entre les fibres monomodes et multimodes est la taille du cœur. Le rayon du cœur a est généralement de $25 \mu\text{m}$ pour les fibres multimodes. Cependant, les fibres monomodes avec $\Delta = 0.003$ nécessitent un rayon inférieur à $5 \mu\text{m}$. La valeur du rayon extérieur b est moins critique tant qu'elle est suffisamment grande pour permettre le confinement des modes de fibre optique. Une valeur standard de $b = 62,5 \mu\text{m}$ est couramment utilisée à la fois pour les fibres monomodes et pour les fibres multimodes. Le guidage de la lumière dans ces fibres optiques est basé sur la réflexion totale interne qui est obtenue grâce à la différence d'indice du matériau du cœur avec celui du matériau utilisé pour la gaine. Le matériau considéré dans cette thèse est principalement la silice et ses dopants comme présenté en figure 1.1 avec un dopage en germanium en utilisant son oxyde (GeO_2) ou un dopage au Fluor (F). Le schéma en figure 1.2 montre cette propriété de réflexion totale interne.

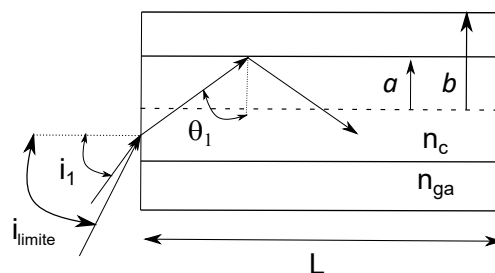


Figure 1.2 – Réflexion totale interne dans une fibre silice à saut d'indice de longueur L .

Si le faisceau optique arrive à l'interface cœur/gaine avec l'angle θ_1 défini comme sur la

figure 1.2, le faisceau optique se propagera dans le cœur de la fibre par réflexion interne totale.

$$\theta_1 = \arcsin\left(\frac{n_{ga}}{n_c}\right). \quad (1.3)$$

L'ouverture numérique de cette fibre est définie par

$$\text{O.N.} = \sin(i_{\text{limite}}) = (n_c^2 - n_{ga}^2)^{\frac{1}{2}}. \quad (1.4)$$

1.2.2/ Pertes

On peut définir les pertes à travers la fibre optique avec la puissance en entrée P_0 et la puissance définie en sortie P_T sur une longueur L de la fibre avec la relation [19]

$$P_T = P_0 \exp(-\alpha L), \quad (1.5)$$

on peut alors développer le coefficient de perte α_{dB}

$$\alpha_{\text{dB}} = -\frac{10}{L} \log\left(\frac{P_T}{P_0}\right) = 4.343\alpha. \quad (1.6)$$

A partir des pertes, on peut estimer la longueur effective pour laquelle les interactions non-linéaires ont lieu

$$L_{\text{eff}} = \frac{P_0}{I_0 \pi w_0^2 \alpha} [1 - \exp(-\alpha L)], \quad (1.7)$$

avec I_0 l'intensité incidente et w_0 le diamètre du faisceau incident considéré comme gaussien. Les pertes sont de différents types. Il y a les pertes dues à l'absorption intrinsèque du matériaux (absorption due aux impuretés mais les techniques de fabrication les ont toutes éliminées sauf celle à $1.39 \mu\text{m}$ dû aux ions OH). Les pertes peuvent être aussi dues aux inhomogénéités du matériaux qui provoquent des pertes par diffusion comme l'effet Rayleigh qui provoque alors une montée en λ^{-4} de l'atténuation aux courtes longueurs d'onde.

Les pertes par courbures sont aussi à considérer. Elles sont provoquées par l'accélération inhomogène du champ lors de la courbure, car le trajet de l'onde plane n'est plus en ligne droite. Si la courbure est trop importante la vitesse de l'onde atteint un seuil non physique. On considère alors que l'onde subit des pertes d'énergie au cours de sa propagation au niveau de la courbe [28].

Enfin les pertes par rugosité de surface sont importantes particulièrement lors de l'utilisation des fibres à cristaux photoniques. Elles sont dues à des variations inégales et discrètes de l'indices du matériau vu par le mode qui se propage. Si les variations sont trop fortes, le mode subit des pertes [28]. On peut aussi résumer les pertes dans une fibre avec l'équation ci dessous [29] :

$$\alpha_{\text{dB}} = \frac{A}{\lambda^4} + B + C(\lambda), \quad (1.8)$$

où le terme en λ^{-4} sont les pertes par l'effet de Rayleigh, B regroupe les pertes par diffusion de Mie [28], par courbure et par rugosité de surface et $C(\lambda)$ inclut les pertes par absorption. Il existe différentes techniques de fabrication des fibres optiques [19] dont une appelée "Outside vapor deposition" (OVD). Lors de la fabrication des fibres, une étape du processus consiste à déshydrater le matériaux, c'est à dire d'enlever les ions hydroxydes qui ont contaminés la silice en utilisant du chlore (Cl). Pour garder une fibre optique avec une forte teneur en ions hydroxydes, il suffit de pas déshydrater le matériaux. La figure 1.5 montre les courbes d'atténuation de deux fibres multimode différentes dont l'une avec une faible teneur en ion hydroxide (OH^-) et une avec une forte teneur en OH^- appelée "Solarization-Resistant Step Index Multimode Optical Fiber" de Thorlabs. On retrouve le minimum d'environ 0.2 dB/km autour de 1550 nm pour la fibre à faible teneur en OH^- , soit une fibre standard.

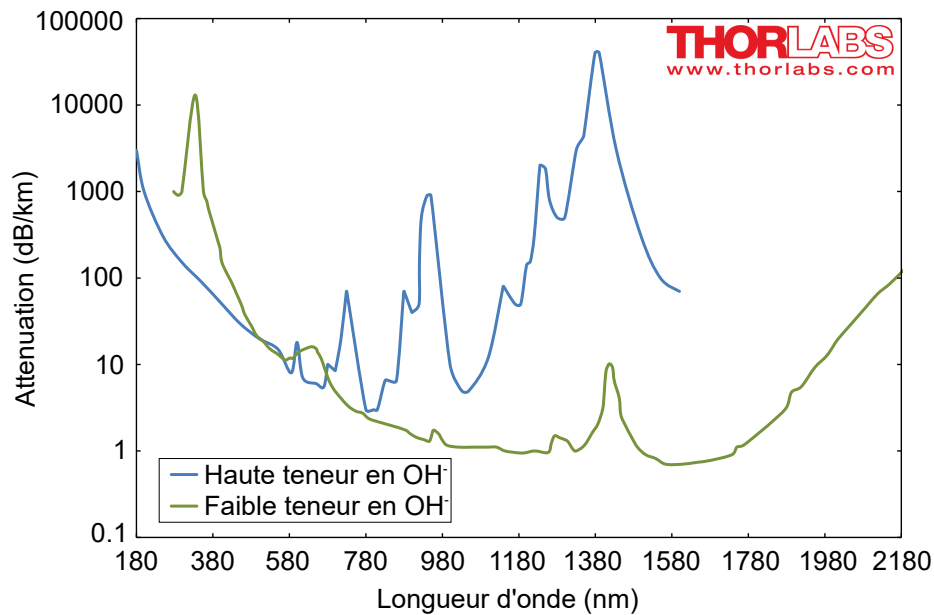


Figure 1.3 – Courbes d'atténuation en dB/km en fonction de la longueur d'onde pour deux types de fibre multimodes dont avec une faible teneur d'ion hydroxyde typiquement une fibre standard et une avec une haute teneur d'ion hydroxyde appelée "Solarization-Resistant Step Index Multimode Optical Fiber" de Thorlabs. L'axe des ordonnées est en échelle logarithmique.

1.2.3/ Dispersion chromatique

Dans une fibre optique, il existe différentes natures de dispersion. La dispersion chromatique qui est la combinaison de la dispersion du matériau et du guide d'onde, et la dispersion modale.

1.2.3.1/ Dispersion du matériau

La dispersion du matériau Δk_M est définie comme étant la réponse d'un milieu diélectrique sous l'action d'une onde électromagnétique. Cette onde interagit avec ce diélectrique qui réagit à cette onde grâce à l'oscillation de ses électrons liés. Ces oscillations sont aussi nommées résonances caractéristiques. Cette interaction se manifeste par la dépendance en fréquence de l'indice de réfraction $n(\omega)$. Loin des fréquences de résonances caractéristiques, l'indice de réfraction est approximé par l'équation de Sellmeier [21]

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2}, \quad (1.9)$$

où ω_j est les fréquences de résonance et B_j les coefficients de Sellmeier. La somme dans l'équation 1.9 s'étend sur toutes les résonances caractéristiques du matériaux considéré. Dans le cas des fibres optiques, les paramètres B_j et ω_j sont obtenus expérimentalement en ajustant les courbes de dispersion mesurées à l'équation 1.9 avec $m = 3$ [30], et dépendent des constituants de cœur de la fibre [19]. Pour la silice fondue, ces paramètres sont les suivants : [19] $B_1 = 0,6961663$, $B_2 = 0,4079426$, $B_3 = 0,8974794$, $\lambda_1 = 0,0684043 \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 0,1162414 \mu\text{m}$, et $\lambda_3 = 9,896161 \mu\text{m}$, où $\lambda_j = 2\pi c/\omega_j$ et c est la vitesse de la lumière dans le vide.

La dispersion du matériau dans les fibres optiques joue un rôle critique pour la propagation des impulsions optiques ultracourtes. Celles-ci possèdent différentes composantes spectrales, qui ont différentes vitesses données par $c/n(\omega)$. La dispersion du matériau va alors engendrer

un élargissement temporel de l'impulsion dû à la différence de vitesses de ses composantes spectrales.

Mathématiquement, les effets de la dispersion dans les fibres sont pris en compte par l'expansion de la constante de propagation modale β développée en série de Taylor autour de la fréquence ω_0 autour de laquelle le spectre d'impulsion est centré :

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots, \quad (1.10)$$

où

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (1.11)$$

Les paramètres β_1 et β_2 sont liés aux dérivées de l'indice de réfraction $n(\omega)$ à travers les relations

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right), \quad \beta_2 = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right), \quad (1.12)$$

où n_g est l'indice de groupe et v_g est la vitesse de groupe. L'indice n_g varie en fonction de la longueur d'onde. La vitesse de groupe peut être trouvée en utilisant $v_g = c/n_g$. Physiquement parlant, l'enveloppe d'une impulsion optique se déplace à la vitesse de groupe alors que le paramètre β_2 est responsable de l'élargissement temporel. Ce processus est connu sous le nom de dispersion de vitesse de groupe (GVD) avec β_2 le paramètre GVD et le paramètre de dispersion appelé D est défini en $\text{ps.km}^{-1}.\text{nm}^{-1}$ en pratique par :

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}. \quad (1.13)$$

Les paramètres β_2 et D varient selon la longueur d'onde λ pour la silice fondue et sont calculés à l'aide des équations 1.12 et 1.13. Il existe une longueur d'onde telle que les paramètres β_2 et D s'annulent. Elle est d'environ $1,27 \mu\text{m}$ pour la silice fondue et ces paramètres changent de signe pour des longueurs d'onde supérieures. Cette longueur d'onde est appelée longueur d'onde de dispersion zéro et est désignée par λ_D . Toutefois, les effets de dispersion ne disparaissent pas complètement lorsque $\lambda = \lambda_D$. La propagation d'impulsions à proximité de ce zéro de dispersion nécessite l'inclusion du terme cubique dans l'équation 1.10. Le coefficient β_3 apparaissant dans ce terme est appelé le paramètre de dispersion du troisième ordre (TOD) [19]. Pour des longueurs d'onde telles que $\lambda < \lambda_D$, on définit la dispersion comme une dispersion normale avec $\beta_2 > 0$. Dans la dispersion normale, les composantes à haute fréquence (bleu) lors d'un déplacement d'impulsions optiques sont plus lentes que les composantes à basse fréquence (rouge) d'une même impulsion. Par contraste, l'inverse se produit dans le régime de dispersion anormale dans lequel $\beta_2 < 0$.

Une autre caractéristique importante de la dispersion du matériau est que les impulsions à différentes longueurs d'onde se propagent à des vitesses différentes à l'intérieur d'une fibre en raison d'un décalage dans les vitesses de groupe. Cette caractéristique produit un effet de décalage temporel appelé *walk-off* qui joue un rôle important dans l'analyse des effets non-linéaires impliquant deux ou plusieurs impulsions optiques rapprochées. Plus précisément, l'interaction non-linéaire entre deux impulsions optiques cesse de se produire lorsque l'impulsion qui se déplace le plus rapidement n'est plus en interaction avec l'impulsion qui se déplace le plus lentement. Cette caractéristique est régie par le paramètre de *walk-off* d_{12} défini comme suit

$$d_{12} = \beta_1(\lambda_1) - \beta_1(\lambda_2) = v_g^{-1}(\lambda_1) - v_g^{-1}(\lambda_2), \quad (1.14)$$

où λ_1 et λ_2 sont les longueurs d'onde centrales de deux impulsions et le paramètre β_1 à ces longueurs d'onde est évalué à l'aide de l'équation 1.12. Pour les impulsions d'une largeur T_0 ,

on peut définir la longueur d'interaction du *walk-off* L_W par la relation

$$L_W = T_0 / |d_{12}|. \quad (1.15)$$

1.2.3.2/ Dispersion du guide d'onde

Le comportement réel des fibres de silice s'écarte de celui indiqué pour la silice fondue pour les raisons suivantes.

Premièrement, le cœur de la fibre peut contenir de petites quantités de dopants tels que GeO_2 . Dans ce cas, l'équation 1.9 doit être utilisée avec des paramètres appropriés à la quantité de niveaux de dopage, ce qu'on étudiera dans le chapitre 2 dans le cas d'une fibre à saut d'indice faiblement multimode dopée dans son cœur au germanium et autour du cœur au fluor. Les indices de réfraction pour la silice et la silice dopée germanium sont montrés en figure 1.4.

Deuxièmement, une contribution du guide d'ondes est à prendre en compte. Généralement, la contribution du guide d'ondes à β_2 est relativement faible, sauf pour ce qui est de la dispersion proche du zéro de dispersion à la longueur d'onde λ_D où la dispersion du matériau et du guide d'onde deviennent comparables.

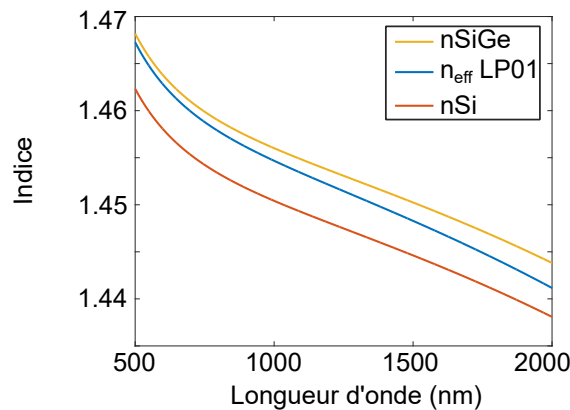


Figure 1.4 – Indices de réfraction en fonction de la longueur d'onde de 500 nm à 2000 nm, avec nSiGe indice de réfraction de la silice dopée avec des oxydes de Germanium, nSi l'indice de réfraction de la silice. L'indice effectif du mode LP01 est aussi donné, mode LP01 se propageant dans une fibre à saut d'indice avec un cœur de rayon de 7,5 μm ayant l'indice nSiGe et un indice de gaine nSi.

La dispersion du guide d'onde Δk_W est due au confinement de la lumière dans le cœur du guide qui dépend de la taille du cœur du guide tels que le rayon a par rapport à la longueur d'onde de l'onde incidente. Plus la longueur d'onde sera grande par rapport au cœur du guide d'onde, plus l'indice effectif du mode guidé aura la contribution de l'indice de la gaine avec l'indice du cœur d'où $n_{\text{eff}} < n_c$. Comme la vitesse de propagation de l'onde est en $c/n_{\text{eff}}(\omega)$, les longueurs d'onde les plus petites se propageront plus lentement que les longueurs d'onde les plus grandes. L'indice effective des modes se propageant dans les fibres sont alors définis par $n_{\text{eff}} = \beta_{\text{LP01}} c / \omega$ avec β_{LP01} la constante de propagation du mode. L'indice effectif du mode fondamentale LP01 est montré en figure 1.4.

L'effet principal du guide d'ondes est de déplacer légèrement λ_D vers des longueurs d'onde plus longues; $\lambda_D = 1.30 \mu\text{m}$ pour les fibres optique en silice.

Une caractéristique intéressante de la dispersion du guide d'ondes est que sa contribution au paramètre D (ou au paramètre β_2) dépend des paramètres de conception de la fibre tels que le rayon du cœur a et l'indice de la gaine et du cœur. Cette fonction peut être utilisée pour décaler la longueur d'onde de la dispersion zéro λ_D dans la fibre à proximité de 1,55 μm

où la perte de fibre est minimale et de 0.2 dB/km. De telles fibres à dispersion décalée sont généralement produites en tant que fibres à cristaux photoniques. En effet la structure en nid d'abeille des trous d'air permet une grande variabilité sur l'indice de la gaine. Elles permettent aussi classiquement de décaler le zéro de dispersion vers les courtes longueurs d'ondes ou d'obtenir deux zéros de dispersion.

1.2.4/ Dispersion modale avec une approche très simplifiée de la notion de mode dans une fibre optique

Dans un premier temps, pour chaque angle discret i_d pour lequel $\sin(i_d) = p\lambda_0/(4an_c)$, avec p un nombre entier, une interférence constructive d'onde plane permet la propagation de l'onde à travers la fibre optique. Les angles i_d sont compris entre 0 et l'angle maximal i_1 accepté, (voir figure 1.2) qui permet d'obtenir l'ouverture numérique de la fibre optique donnée en équation 1.4. Toutes les ondes guidées ayant un angle d'incidence discret $i_d > 0$ possèdent une distance de propagation plus longue que la distance de propagation correspondant à la longueur de la fibre. On peut associer à chaque angle i_d un mode d'ordre p . On comprend alors que le mode fondamental, correspondant à l'angle $i_d = 0$, a moins de distance à parcourir que les modes d'ordre supérieur. Pour une longueur d'onde donnée chaque mode se propagera à une vitesse de groupe différente.

Dans un deuxième temps, lorsque l'onde arrive avec un angle i_d discret pouvant ainsi être guidée dans la fibre, on peut à partir du vecteur d'onde \vec{k} en le projetant sur l'axe de propagation de la fibre définir l'indice effectif d'un mode $n_{\text{eff}} = \beta c/\omega$ (voir figure 1.5).

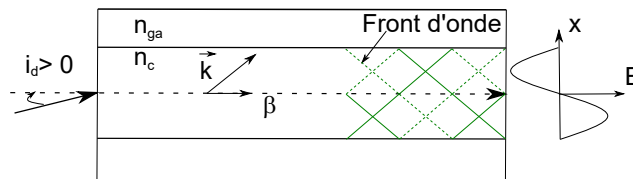


Figure 1.5 – Schéma simplifié descriptif d'une onde guidée par la fibre optique pour un angle discret i_d permettant les interférences constructive. Représentation simplifiée de la projection du vecteur d'onde donnant l'indice effectif. Figure inspirée de [31].

Chaque mode aura alors un indice effectif différent pour une longueur d'onde donnée. Cela implique que chaque mode se propagera à une vitesse de phase différente ce qui correspond au phénomène de dispersion modale. On définit Δk_{mode} pour distinguer la contribution de chaque mode. La figure 1.6 montre les indices effectifs pour différents modes, le mode fondamental LP01 et des modes supérieurs LP11, LP12 et LP61. On observe aussi sur cette figure 1.6 que les indices effectifs des modes LP12 et LP61 rejoignent rapidement l'indice de la gaine. La longueur d'onde pour laquelle ces indices effectifs rejoignent la gaine est considérée comme la longueur d'onde de coupure donnant alors la fréquence de coupure à partir de laquelle ces modes ne se propagent plus dans le cœur de la fibre mais se diffusent dans la gaine. Les différents types de modes dont les modes LP seront explicités par la suite.

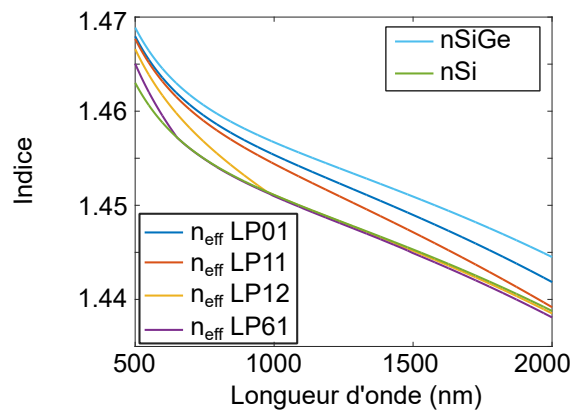


Figure 1.6 – Indices de réfraction en fonction de la longueur d'onde de 500 nm à 2000 nm, avec nSiGe indice de réfraction de la silice dopée avec des oxydes de Germanium, nSi l'indice de réfraction de la silice. Les indices effectifs des modes LP01, LP11, LP12, LP61 sont donnés, se propageant dans une fibre à saut d'indice avec un coeur de rayon de 7,5 μm .

1.2.5/ Biréfringence

Une fibre monomode n'est pas vraiment purement monomode parce qu'elle peut supporter deux modes dégénérés qui sont polarisés dans deux directions orthogonales. Dans des conditions idéales (symétrie cylindrique parfaite et fibre sans contrainte), un mode excité par sa polarisation dans la direction x ne se couplerait pas au mode dans un état de polarisation y orthogonale. Dans les fibres réelles, les petits écarts par rapport à la symétrie cylindrique, se produisant en raison de variations aléatoires de la forme du coeur le long de la longueur de la fibre, provoquent un mélange des deux états de polarisation en cassant la dégénérescence du mode. L'anisotropie induite par le stress mécanique peut aussi briser cette dégénérescence. Mathématiquement, la constante de propagation du mode β devient légèrement différente pour les modes polarisés dans les directions x et y . Cette propriété est appelée biréfringence modale. Pour quantifier la biréfringence, on définit un paramètre sans dimension [19, 32]

$$B_m = \frac{|\beta_x - \beta_y|}{k_0} = |n_x - n_y|, \quad (1.16)$$

où n_x et n_y sont les indices effectifs pour les deux polarisations orthogonales.

$$L_B = \frac{2\pi}{|\beta_x - \beta_y|} = \frac{\lambda}{B_m}. \quad (1.17)$$

La longueur L_B s'appelle la longueur de battement, longueur pour laquelle le déphasage est de 2π . L'axe selon lequel l'indice de mode est plus petit est appelé l'axe rapide parce que la vitesse du groupe est plus grande pour la propagation de la lumière en cette direction. Pour la même raison, l'axe avec le plus grand indice de réfraction de mode est appelé l'axe lent.

Dans les fibres optiques standard, B_m n'est pas constant le long de la fibre mais change de façon aléatoire à cause des fluctuations de la forme du coeur et des contraintes anisotropes. En conséquence, le faisceau optique injecté dans la fibre avec un état de polarisation fixe change sa polarisation au hasard. Cela devient un problème pour les systèmes de communication optique lorsque de courtes impulsions sont transmises sur de grandes longueurs. Si une impulsion d'entrée excite les deux polarisations, les deux composantes se déplacent le long de la fibre à des vitesses de groupe différentes. L'impulsion s'élargit alors à la sortie. Ce phénomène, appelé

dispersion modale de polarisation (PMD), a fait l'objet d'études approfondies en raison de son importance pour les systèmes à ondes lumineuses longue distance [33, 34].

La biréfringence peut aussi être une caractéristique recherchée pour certain types d'applications comme par exemple le couplage dans des guides d'onde planaires en niobate de lithium. En effet pour coupler la lumière dans ce genre de guide, la lumière injectée doit avoir un état de polarisation précis, ce qui peut être obtenu grâce à des fibre dont la polarisation est maintenue tout le long de la fibre. Ce type de fibre sont des fibres à maintien de polarisation. Pour obtenir un contrôle de la polarisation sur toute la longueur de la fibre, plusieurs méthodes peuvent être utilisées. Une première méthode consiste typiquement à introduire un stress mécanique. En positionnant deux barreaux de verre de borosilicate dans le design de la fibre, on obtient des fibres qui sont appelés fibres "panda" avec une biréfringence maximale obtenue de $B_m = 10^{-4}$ [35]. Une deuxième méthode consiste à briser la symétrie cylindrique de la fibre de manière continue tout le long de celle-ci, cela peut être obtenue grâce à des design particulier de fibre à cristaux photoniques. La biréfringence obtenue avec cette méthode est généralement de $B_m = 10^{-6}$. La longueur de battement pour les fibres à maintien de polarisation est généralement d'environ 1 cm [19].

1.3/ Propagation de l'onde lumineuse dans les fibres optiques

Pour comprendre les phénomènes non-linéaires des fibres optiques, il est nécessaire de considérer la théorie de la propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux dispersifs non-linéaires. L'objectif de cette section est d'obtenir une équation de base qui régit la propagation d'impulsions optiques dans les fibres monomodes.

1.3.1/ Equation d'Helmholtz

Comme tous les phénomènes électromagnétiques, la propagation des champs optiques dans les fibres optiques est régie par les équations de Maxwell [36]. Dans le Système international d'unités ces équations prennent la forme :

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1.18)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (1.19)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_f, \quad (1.20)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1.21)$$

où \mathbf{E} et \mathbf{H} sont les vecteurs champs électrique et magnétique, respectivement, et \mathbf{D} et \mathbf{B} sont les densités correspondantes des flux électriques et magnétiques. Le vecteur de densité de courant \mathbf{J} et la densité de charge ρ_f représentent les sources du champ électromagnétique. En l'absence de charges libres dans le milieu tel que la fibre optique, $\mathbf{J} = 0$ et $\rho_f = 0$. Les densités de flux \mathbf{D} et \mathbf{B} apparaissent en réponse aux champs électrique \mathbf{E} et magnétique \mathbf{H} , leurs étant liés par l'intermédiaire des relations données par

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M}, \quad (1.22)$$

où $\epsilon_0 = 1$ est la permittivité du vide, μ_0 est la perméabilité du vide, \mathbf{P} est la polarisation électrique induite et \mathbf{M} est la polarisation magnétique induite. Pour un milieu non-magnétique tel que les fibres optiques, $\mathbf{M} = 0$. Les équations de Maxwell peuvent être utilisées pour obtenir

l'équation d'onde qui décrit la propagation de lumière dans les fibres optiques. En prenant le rotationnel de l'équation 1.18 et en utilisant les équations 1.19, 1.22, on peut éliminer \mathbf{B} et \mathbf{D} en faveur de \mathbf{E} et \mathbf{P} et obtenir

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}, \quad (1.23)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide et où la relation $\mu_0 \epsilon_0 = 1/c^2$ a été utilisée. Pour compléter la description, une relation entre la polarisation électrique induite \mathbf{P} et le champ électrique \mathbf{E} est nécessaire. En général, l'évaluation de \mathbf{P} nécessite une approche par la mécanique quantique. Bien qu'une telle approche soit souvent nécessaire lorsque la fréquence optique est à proximité d'une résonance du milieu, une relation phénoménologique de la forme [37, 38, 39, 40]

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 (\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots) \quad (1.24)$$

peut être utilisée pour relier \mathbf{P} et \mathbf{E} loin des résonances du milieu, avec $\chi^{(j)}$ qui est la susceptibilité d'ordre j . C'est le cas pour les fibres optiques avec une plage de longueurs d'onde de 0,5-2 μm qui est pertinente pour l'étude des effets non-linéaires dans cette thèse. Si nous n'incluons que les effets non-linéaires jusqu'au troisième ordre régis par $\chi^{(3)}$, la polarisation induite se compose de deux parties telles que $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t)$ où les parties linéaire \mathbf{P}_L et non-linéaire \mathbf{P}_{NL} sont liées au champ électrique par les relations [38, 39, 41]

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^t \chi^1(t-t') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt', \quad (1.25)$$

et

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^t dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \int_{-\infty}^{t_2} dt_3 \chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) : \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_1) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_2) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_3). \quad (1.26)$$

Ces relations sont valides dans l'approximation des dipôles électriques et supposent que la réponse du milieu est locale. Les équations 1.23 à 1.26 fournissent un formalisme général pour étudier les effets non-linéaires dans les fibres optiques. En raison de leur complexité, il est nécessaire d'effectuer plusieurs approximations simplificatrices. Dans une simplification majeure, la polarisation non-linéaire \mathbf{P}_{NL} de l'équation 1.26 est traitée comme une petite perturbation de la polarisation induite totale. Ceci est justifié par le fait que les effets non-linéaires sont relativement faibles dans les fibres de silice. La première étape consiste donc à résoudre l'équation 1.23 avec $\mathbf{P}_{NL} = 0$, car l'équation 1.23 est alors linéaire pour \mathbf{E} , et il est utile de l'écrire dans le domaine fréquentiel comme suit

$$\nabla \times \nabla \times \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) = \epsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega), \quad (1.27)$$

où $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega)$ est la transformée de Fourier de $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ définie par

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) e^{i\omega t} dt, \quad (1.28)$$

La constante diélectrique dépendante de la fréquence apparaissant dans l'équation 1.27 est définie alors par

$$\epsilon(\omega) = 1 + \tilde{\chi}^{(1)}(\omega), \quad (1.29)$$

où $\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)$ est la transformée de Fourier de $\chi^{(1)}(t)$. Comme $\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)$ est en général complexe, et donc $\epsilon(\omega)$ aussi, ses parties réelles et imaginaires peuvent être reliées à l'indice de réfraction $n(\omega)$ et au coefficient d'absorption $\alpha(\omega)$ en utilisant la définition suivante [19]

$$\epsilon = \left(n + \frac{i\alpha c}{2\omega} \right)^2. \quad (1.30)$$

A partir des équations 1.29 et 1.30, n et α sont liés à $\tilde{\chi}^{(1)}$ par les relations suivantes [42]

$$n(\omega) = \sqrt{\text{Re}[\varepsilon]} = 1 + \frac{1}{2} \text{Re}[\tilde{\chi}^1(\omega)], \quad (1.31)$$

$$\alpha = \frac{\omega}{nc} \text{Im}[\tilde{\chi}^1(\omega)], \quad (1.32)$$

où Re et Im représentent respectivement les parties réelles et imaginaires.

Deux autres simplifications peuvent être faites avant de résoudre l'équation 1.34. Premièrement, comme il y a de faibles pertes optiques dans les fibres dans la région de longueur d'onde d'intérêt, la partie imaginaire de $\varepsilon(\omega)$ est petite par rapport à la partie réelle. Ainsi, on peut remplacer $\varepsilon(\omega)$ par $n^2(\omega)$ dans la discussion suivante sur les modes de fibres. Deuxièmement, étant donné que $n(\omega)$ est souvent indépendant des coordonnées spatiales dans le cœur et dans la gaine des fibres optiques à saut d'indice, on peut utiliser

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} \equiv \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\nabla^2 \mathbf{E} \quad (1.33)$$

où la relation $\nabla \cdot \mathbf{D} = \varepsilon \nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ a été utilisée à partir de l'équation 1.20. Avec ces simplifications, l'équation 1.27 prend la forme de l'équation de Helmholtz

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + n^2(\omega) \frac{\omega^2}{c} \tilde{\mathbf{E}} = 0. \quad (1.34)$$

Cette équation est résolue dans la partie suivante pour les modes de fibre optique.

1.3.2/ Modes de propagation

Un mode optique est la distribution spatiale transverse du champ électrique se propageant à travers la fibre. A n'importe quelle fréquence ω , les fibres optiques peuvent supporter un nombre fini de modes guidés dont la distribution spatiale $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega)$ est une solution de l'équation d'onde 1.34, et satisfait toutes les conditions limites appropriées. De plus, la fibre peut supporter un continuum de modes non guidés [43]. Bien que la prise en compte des modes non-guidés soit cruciale dans les problèmes de transfert de puissance entre les modes guidés et non-guidés [19], ces modes ne jouent pas un rôle important dans la discussion des effets non-linéaires.

1.3.2.1/ Equation aux valeurs propres

En raison de la symétrie cylindrique des fibres, il est utile d'exprimer l'équation d'onde 1.34 en coordonnées cylindriques ρ , ϕ , et z :

$$\frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 \tilde{\mathbf{E}} = 0, \quad (1.35)$$

où $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$ et $\tilde{\mathbf{E}}$ est la transformée de Fourier du champ électrique \mathbf{E} , c'est-à-dire,

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) \exp(-i\omega t) d\omega. \quad (1.36)$$

Des relations similaires existent pour le champ magnétique $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$. Comme \mathbf{E} et \mathbf{H} satisfont les équations de Maxwell 1.18 à 1.21, seules deux composantes sur six sont indépendantes. Il est d'usage de choisir \tilde{E}_z et \tilde{H}_z comme composants indépendants et d'exprimer \tilde{E}_ρ , \tilde{E}_ϕ , \tilde{H}_ρ , et \tilde{H}_ϕ en termes de \tilde{E}_z et \tilde{H}_z . Les deux termes \tilde{E}_z et \tilde{H}_z satisfont l'équation 1.35. L'équation

d'onde pour \tilde{E}_z est facilement résolue en utilisant la méthode de séparation des variables, ce qui permet d'obtenir l'équation suivante en suivant la solution générale :

$$\tilde{E}_z(r, \omega) = A(\omega)F(\rho) \exp(im\phi) \exp(i\beta z), \quad (1.37)$$

où A l'amplitude ne dépend que de la fréquence ω , β est la constante de propagation, m est le paramètre azimutal et où $F(\rho)$ la distribution transverse du champ électrique est la solution de

$$\frac{d^2F}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dF}{d\rho} + \left(n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right) F = 0, \quad (1.38)$$

où l'indice de réfraction $n = n_c$ pour $\rho \leq a$ pour une fibre de rayon a et d'indice de coeur n_c et prend la valeur de n_{ga} en dehors du coeur ($\rho \geq a$). L'équation 1.38 est l'équation différentielle bien connue pour les fonctions de Bessel. Ces solutions générales à l'intérieur du coeur peuvent s'écrire comme suit

$$F(\rho) = C_1 J_m(p\rho) + C_2 N_m(p\rho), \quad (1.39)$$

où $J_m(x)$ est la fonction de Bessel, $N_m(x)$ est la fonction Neumann, et p est défini comme $p = (n_c^2 k_0^2 - \beta^2)^{1/2}$. Les constantes C_1 et C_2 sont déterminées à l'aide des conditions limites. Comme $N_m(p\rho)$ a une singularité à $\rho = 0$, on pose $C_2 = 0$ pour avoir une solution avec une signification physique. La constante C_1 peut être absorbée dans la constante A apparaissant dans l'équation 1.37. On obtient alors

$$F(\rho) = J_m(p\rho), \quad \rho \leq a. \quad (1.40)$$

Dans la gaine ($\rho \geq a$), la solution $F(\rho)$ doit être telle qu'elle se décompose de manière exponentielle pour les grandes valeurs de ρ . La fonction de Bessel K_m modifiée représente une telle solution. Par conséquent,

$$F(\rho) = K_m(q\rho), \quad \rho \geq a, \quad (1.41)$$

où $q = (\beta^2 - n_{ga}^2 k_0^2)^{1/2}$. La même procédure peut être suivie pour obtenir la composante du champ magnétique \tilde{H}_z . La condition limite pour que les composantes tangentielles de $\tilde{\mathbf{E}}$ et $\tilde{\mathbf{H}}$ soient continues à l'interface de la gaine et du coeur exige que \tilde{E}_z , \tilde{H}_z , \tilde{E}_ϕ et \tilde{H}_ϕ soient identiques lorsque $\rho = a$. L'égalité de ces composantes du champ pour $\rho = a$ conduit à une équation aux valeurs propres dont les solutions déterminent la constante de propagation β pour les modes de la fibre. L'ensemble de ces étapes étant bien connu [22, 43, 44], on écrit directement l'équation aux valeurs propres :

$$\left[\frac{J'_m(pa)}{pJ_m(pa)} + \frac{K'_m(qa)}{qK_m(qa)} \right] \left[\frac{J'_m(pa)}{pJ_m(pa)} + \frac{n_{ga}^2}{n_c^2} \frac{K'_m(qa)}{qK_m(qa)} \right] = \left(\frac{m\beta k_0 (n_c^2 - n_{ga}^2)}{an_c p^2 q^2} \right)^2, \quad (1.42)$$

où une apostrophe indique une différenciation par rapport à l'argument et où on a utilisé la relation

$$p^2 + q^2 = (n_c^2 - n_{ga}^2) k_0^2. \quad (1.43)$$

L'équation aux valeurs propres 1.42 propose en général plusieurs solutions pour β pour chaque valeur entière de m . Il est d'usage d'exprimer ces solutions par β_{mn} , où à la fois m et n prennent des valeurs entières. Chaque valeur propre β_{mn} correspond à un mode spécifique supporté par la fibre. La distribution correspondante du champ modal est obtenue à partir de l'équation 1.37. Il s'avère qu'il existe deux types de modes, appelés HE_{mn} et EH_{mn} . Pour $m = 0$, ces modes sont analogues à ceux transverses électriques (TE) et transverses magnétiques (TM) d'un guide d'ondes planaire parce que la composante axiale du champ électrique, ou celle du champ magnétique, disparaît. Cependant, pour $m > 0$, les modes de la fibre optique deviennent hybrides, c'est-à-dire que les six composantes du champ électromagnétique ne sont pas toutes nulles.

1.3.2.2/ Modes transverses

Comme vu précédemment, lorsque $m = 0$, les parties longitudinales des champs \mathbf{E} et \mathbf{H} sont nulles. Ainsi on obtient les modes solutions de l'équation aux valeurs propres 1.42, analogues aux modes TE et TM d'un guide d'onde planaire, ce qui amène pour les modes TE à résoudre l'équation [42]

$$\left[\frac{J'_0(pa)}{pJ_0(pa)} + \frac{K'_0(qa)}{qK_0(qa)} \right] = 0, \quad (1.44)$$

et pour les modes TM à résoudre l'équation [42]

$$\left[\frac{J'_0(pa)}{pJ_0(pa)} + \frac{n_{ga}^2}{n_c^2} \frac{K'_0(qa)}{qK_0(qa)} \right] = 0. \quad (1.45)$$

Les solutions de ces équations sont alors notées $TE_{0,n}$ et $TM_{0,n}$, avec n la n -ième racine de ces équations. La figure 1.7 montre les lignes des champs \mathbf{E} et \mathbf{H} pour les modes TE_{01} et TM_{01} . Une théorie complète montre que les modes $TE_{0,n}$ et $TM_{0,n}$ ne peuvent exister que si la fréquence normalisée (cf. équation 1.2) est supérieure à la racine d'ordre n pour la fonction de Bessel $J_0(V)$ [22].

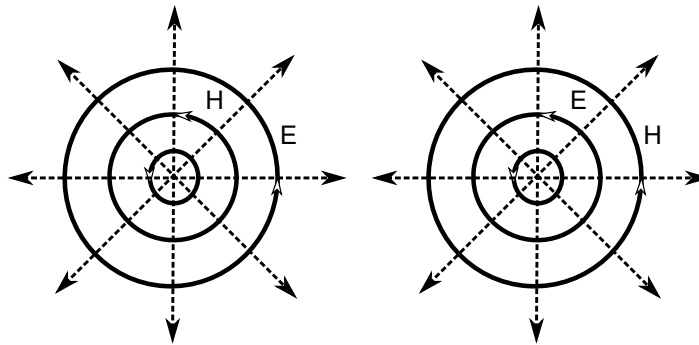


Figure 1.7 – Lignes de champs des premiers modes transverses, TE_{01} à gauche et TM_{01} à droite. Figure inspiré de [20]

1.3.2.3/ Modes hybrides

Lorsque $m > 0$, les modes de la fibre optique deviennent hybrides, c'est-à-dire que les composantes longitudinales du champ électromagnétique ne sont pas nulles. Le mode peut être appelé soit $HE_{m,n}$ avec la composante H_z prédominante, soit EH_{mn} avec la composante E_z prédominante, avec m le paramètre azimutal et n la nième racine de l'équation aux valeurs propres pour une valeur de m donnée.

Pour chaque mode, sa fréquence de coupure est le paramètre à considérer. Elle peut être calculée à partir des conditions suivantes : q tend vers 0 et (pa) tend vers V la fréquence de coupure. A partir de la fréquence de coupure, le mode se détache du cœur de la fibre optique pour fuir dans la gaine. Pour $m > 1$ et q petit, l'équation aux valeurs propres 1.42 montre que les modes hybrides n'existent que s'ils ont une fréquence de coupure inférieure à la fréquence normalisée. Le tableau 1.1 donne les conditions de coupure pour ces modes hybrides. Le mode HE_{11} qui est classiquement appelé le mode fondamental de la fibre est le seul mode n'ayant pas de fréquence de coupure. Ce mode peut se propager dans la fibre indépendamment de la fréquence de coupure V_c . On retrouve la valeur $V_c \leq 2.405$ pour laquelle seul ce mode fondamental peut se propager dans la fibre, qui est alors appelée monomode.

Mode	Condition de coupure	Fréquence de coupe V_c
HE ₁₁		pas de fréquence de coupure
HE _{mn}	$V_c \frac{J_{m-2}(V_c)}{J_m(V_c)} = (1-m)(n_c - n_{ga})/n_{ga}$	$V_{c(m=2)} = 2.405; 5.520; \dots$
EH _{mn}	$J_m(V_c) = 0$	$V_{c(m=1)} = 3.832; 7.016; \dots$

Tableau 1.1 – Résumé des conditions de coupure pour les deux types de modes hybrides. Tableau inspiré de [20].

1.3.3/ Modes linéairement polarisés

On a vu dans la section sur les caractéristiques de la fibre optique que la différence d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine est très faible, de l'ordre du millième. On peut alors faire l'approximation $n_c \simeq n_{ga}$ qui est appelée l'approximation de faible guidage. Cela permet d'observer que les constantes de propagation des modes guidés HE, EH, TE TM deviennent très proche voire identiques en fonction des compositions des modes transverses. Cette dégénérescence permet d'obtenir, à partir des différentes compositions, des modes linéairement polarisés LP. Cette structure modale est une onde quasi-transverse TEM. L'équation aux valeurs propres 1.42 est alors fortement simplifiée et s'écrit dans ce cas [42] :

$$\frac{pJ_{l-1}(pa)}{J_l(pa)} = -\frac{qK_{l-1}(qa)}{K_l(qa)}, \quad (1.46)$$

avec l'indice l défini à partir de l'indice azimutal m des modes hybrides

$$l = \left\{ \begin{array}{ll} 1 & \text{mode TE, TM} \\ m+1 & \text{mode EH} \\ m-1 & \text{mode HE} \end{array} \right\}. \quad (1.47)$$

L'équation 1.46 permet d'obtenir les constantes des modes linéairement polarisés LP_{ln}, avec n la n -ième racine de ces équations. La décomposition des modes LP_{ln} à partir des modes transverses et hybrides est donnée dans le tableau 1.2. Le profil des modes est donné comme le champ électrique normalisé dans le domaine spatial. La figure 1.8 montre le profil des modes linéairement polarisés du LP₀₁ jusqu'au LP₇₁ sans prendre en compte le nombre de modes dégénérés associés.

Mode LP	Décomposition	Nombre de modes dégénérés
LP ₀₁	HE ₁₁	2
LP _{ln} ($l = m - 1$)	TE _{0n} , TM _{0n} , HE _{mn}	4
LP _{ln} ($l = m + 1$)	EH _{(m-2)n} , HE _{mn}	4
LP _{0n}	HE _{1n}	2

Tableau 1.2 – Décomposition des modes LP_{ln} à partir des modes transverses et hybrides. Tableau inspiré de [20].

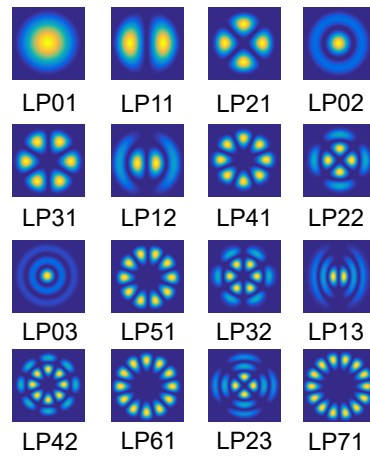


Figure 1.8 – Profils pour les modes linéairement polarisés LP₀₁, LP₁₁, LP₂₁, LP₀₁, LP₃₁, LP₁₂, LP₄₁, LP₂₂, LP₀₃, LP₅₁, LP₃₂, LP₁₃, LP₄₂, LP₆₁, LP₂₃, LP₇₁ sans prendre en compte le nombre de modes dégénérés associés.

1.4/ Effets non-linéaires dans les fibres optiques monomodes

On a pu définir que le vecteur de polarisation \mathbf{P} du matériau n'est plus une fonction linéaire du champ électrique \mathbf{E} incident pour des champs intenses se propageant dans une fibre optique. La relation entre le vecteur de polarisation \mathbf{P} et le champ \mathbf{E} est alors donnée en équation 1.25. Lors de la propagation de la lumière dans la fibre en section 1.3.1, seulement les effets linéaires régis par $\chi^{(1)}$ et non-linéaires du troisième ordre régis par $\chi^{(3)}$ ont été inclus. En effet, la susceptibilité linéaire $\chi^{(1)}$ représente la contribution dominante de la polarisation diélectrique. Elle permet d'obtenir l'indice de réfraction $n(\omega)$ (équation 1.31) et le coefficient d'atténuation $\alpha(\omega)$ (équation 1.32). La susceptibilité d'ordre deux $\chi^{(2)}$ est à l'origine des effets non-linéaires tels que la génération de second harmonique ou la conversion paramétrique de fréquences dans les milieux non centro-symétriques. Cependant, comme la silice est un matériau centro-symétrique, ce terme est alors nul ce qui revient à appliquer l'approximation dipolaire comme on ne prendra pas en compte les termes de la susceptibilité d'ordre supérieur. On ne parle alors dans les fibres optiques que des effets non-linéaires d'ordre trois provenant de la susceptibilité d'ordre trois $\chi^{(3)}$. La susceptibilité d'ordre trois est responsable des effets Kerr optiques, des diffusions Brillouin et Raman stimulées, des mélanges à quatre ondes, de l'instabilité de modulation [19].

1.4.1/ Effet Kerr

L'effet Kerr optique est un phénomène non-linéaire qui se produit lorsqu'un milieu transparent subit un champ optique intense. L'indice de réfraction du milieu devient dépendant de l'intensité de ce champ. C'est un phénomène qui est considéré comme instantané car il s'agit de la déformation de la répartition de charge électronique des molécules de la silice par le champ optique. De plus, comme il n'y a pas d'énergie échangée entre le champ électrique et le milieu diélectrique, il est considéré comme un phénomène élastique. L'indice de réfraction est alors redéfini par [19]

$$n_{NL}(\omega, I(t)) = n(\omega) + n_2 \cdot I(t), \quad (1.48)$$

avec $n(\omega)$ l'indice de réfraction linéaire du matériau donné par l'équation de Sellmeier 1.9, I l'intensité du champ optique appliqué en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ et n_2 le coefficient non-linéaire de l'indice en $\text{m}^2\cdot\text{W}^{-1}$. L'indice de réfraction non-linéaire n_2 est relié à la susceptibilité de troisième ordre

par

$$n_2 = \frac{3}{8n_0} \text{Re}[\chi_{xxxx}^{(3)}], \quad (1.49)$$

en considérant la polarisation du champ électrique linéaire au cours de sa propagation le long de la fibre optique. L'indice de réfraction non-linéaire n_2 dépend de la réponse du matériau, donc varie en fonction de celui-ci. Une valeur de $n_2 = 2.6.10^{-20} \text{m}^2 \text{W}^{-1}$ pour une longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$ est généralement prise pour une fibre en silice dopée en germanium [19].

Le déphase auto-induit par un champ optique intense est une des conséquences directes de la variation non-linéaire de l'indice de réfraction sous un champ intense se propageant sur une distance L . Ce déphase non-linéaire, aussi appelé automodulation de phase (SPM), est proportionnel à l'intensité de ce champ et est défini par

$$\Delta\Phi_{\text{SPM}} = n_2 k_0 I L. \quad (1.50)$$

Ce déphasage est responsable de l'élargissement spectral des impulsions brèves [45].

Lorsque deux champs optiques à différentes longueurs d'onde λ_1 et λ_2 se propagent dans la même fibre de longueur L , on peut définir le champ électrique par

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [E_1(\mathbf{r}, t) \exp(-j\omega_1 t) + E_2(\mathbf{r}, t) \exp(-j\omega_2 t) + \text{c.c.}]. \quad (1.51)$$

Le premier champ induit un déphasage non-linéaire sur le second champ. Ce déphasage s'ajoute alors à celui auto-induit, est donné par

$$\Delta\Phi_{\text{XPM}} = 2n_2 k_0 I_2 L, \quad (1.52)$$

avec I_2 l'intensité du second champ optique.

Ce déphase non-linéaire induit par un champ sur un autre est défini comme la modulation de phase croisée (XPM). Si les deux champs sont d'intensités identiques, alors le déphasage XPM est deux fois plus important que celui induit par la SPM d'après les équations 1.50 et 1.52. Le déphasage XPM est responsable d'un élargissement spectral asymétrique des impulsions par rapport à leurs fréquences initiales. Cette asymétrie est due à la différence des vitesses de groupe entre les deux composantes spectrales. Lorsque les deux champs optiques ne sont pas orthogonaux polarisés linéairement, on retrouve les mêmes caractéristiques, mais avec un coefficient de $2/3$ au lieu de 2 [19]. Ce cas est courant pour la propagation d'ondes lumineuses dans les fibres biréfringentes, pour lesquelles une polarisation elliptique est souvent à prendre en compte.

1.4.2/ Diffusion Raman stimulée (SRS)

Lors de l'application d'un champ optique intense, il peut y avoir une excitation résonnante des modes de vibration moléculaires de la silice. Ce phénomène est la diffusion Raman stimulée. A travers ce phénomène non-linéaire, le champ optique transmet une partie de son énergie vers le milieu diélectrique, il y a alors création de phonons optiques. Cet effet est donc inélastique et transfère cette énergie vers d'autres fréquences optiques décalées d'une quantité égale à la fréquence du phonon. Ce décalage est possible car il y a un accord de phase automatique correspondant à l'amplification résonnante du bruit de diffusion spontanée Raman.

Comme la diffusion Raman stimulée est un phénomène lié aux modes vibrationnels de la molécule, il ne peut être considéré comme instantané et son temps de réponse, dans les fibres optiques en silice en fonction des différents dopants ou de la géométrie, est de l'ordre de 50 à 100 fs [46].

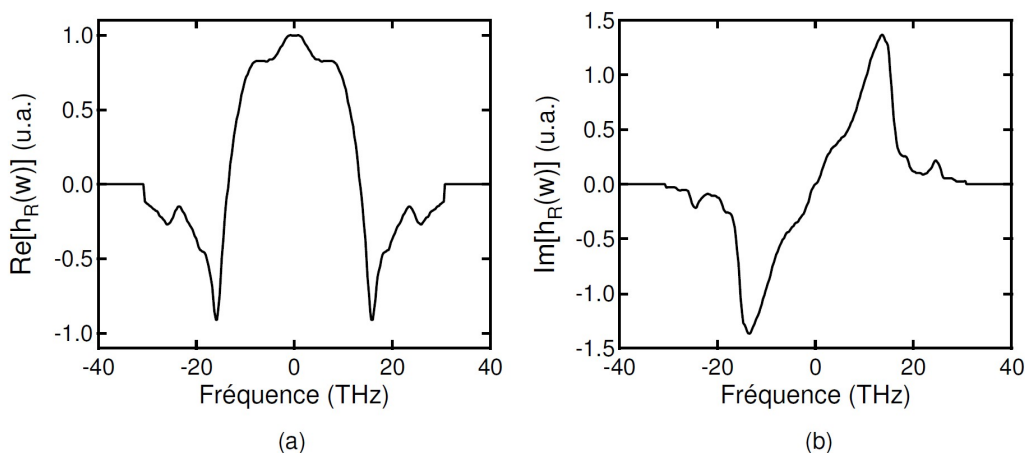


Figure 1.9 – Courbe de la fonction réponse Raman $h_R(\omega)$ (partie réel et imaginaire) définie dans la sous-section 1.4.3.3, figure adaptée de [24].

On observe les conséquences de ce délai de réponse par l'anti-symétrie par rapport à la fréquence de l'onde pompe de la courbe spectrale de susceptibilité Raman (voir figure 1.9 (b)). L'énergie de la pompe est transférée du côté des basses fréquences (côté Stokes), correspondant à une bande de gain qui s'étend sur une plage de fréquence supérieure à 30 THz avec un maximum à $\Omega \approx 13.2$ THz pour la silice. Dès qu'une onde intense de fréquence ν_0 se propage dans une fibre, une onde Stokes se développe autour de la fréquence $\nu_0 - \Omega$ et croît exponentiellement en fonction de la longueur. La puissance de cette onde devient comparable à celle de la pompe à partir du seuil [19]

$$P_{\text{Raman}}^{\text{seuil}} > \frac{16A_{\text{eff}}}{g_R L_{\text{eff}}}, \quad (1.53)$$

avec A_{eff} l'aire effective du mode se propageant dans la fibre, g_R le gain Raman valant environ $1.10^{-13} \text{m.W}^{-1}$ pour une fibre en silice [19] et $L_{\text{eff}} = (1 - e^{-\alpha L})/\alpha$ la longueur effective.

Si l'onde Stokes est suffisamment intense, elle peut jouer le rôle de pompe secondaire et génère elle-même des ordres Stokes supérieurs successivement décalés en fréquence de Ω . Ce phénomène est appelé Cascade Raman. De surcroît, du côté des hautes fréquences, appelé côté anti-Stokes, la diffusion Raman stimulée induit une bande d'absorption en raison de la nature anti-symétrique de la susceptibilité Raman, qui transfère l'énergie des fréquences anti-Stokes sur la pompe. Cependant, une bande anti-Stokes peut être générée dans le cas où le processus Raman est couplé avec un processus de mélange à quatre ondes. La SRS intervient dans les fibres optiques à partir du seuil de puissance où l'effet Kerr est déjà important (typiquement de l'ordre de 30 à 40 π de déphasage non-linéaire en régime picoseconde et pour de courtes longueurs de fibres).

1.4.3/ Equation de Schrödinger non-linéaire généralisée (GNLSE)

Après avoir considéré la théorie de la propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux dispersifs non linéaires en section 1.3, les effets de non-linéarité, de dispersion et d'atténuation sur la propagation d'une onde dans une fibre optique peuvent être combinés dans une seule équation de propagation non-linéaire. Cette équation est bien connue et fait l'objet de beaucoup d'études [15]. Cette équation est appelée l'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée. Son développement à partir de la théorie de la propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux dispersifs non-linéaires ne sera pas donné ici (voir [15, 19, 47]). On introduira

simplement l'équation avec la compréhension de ses termes dans le cas d'une propagation dans une fibre monomode. L'élargissement de l'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée à l'application pour la propagation des ondes optiques dans les fibres multimodes a fait l'objet d'études récentes [48, 49, 50, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57]. Dans le cadre de cette thèse orientée sur l'expérimentation de certains effets multimodes dans les fibres, l'utilisation de simulations 3+1D pour les effets multimodes durant la propagation de la lumière dans les fibres n'a pas été nécessaire pour clairement identifier les effets non-linéaires multimodaux impliqués.

1.4.3.1/ Equation de Schrödinger non-linéaire (NLSE)

La propagation d'un champ électrique scalaire dans une fibre optique monomode est donnée par l'équation de Schrödinger non-linéaire (NLSE) :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} - \frac{\alpha}{2} A + j \gamma |A|^2 A. \quad (1.54)$$

Les effets liés à l'atténuation, à la dispersion et à la non-linéarité Kerr de la fibre (SPM, XPM et FWM) sont inclus respectivement dans l'équation 1.54 à travers les coefficients α , β_2 et γ . Le terme $A = A(z, \tau)$ est l'amplitude lentement variable de l'impulsion et $\tau = t - \beta_1 z = t - z/v_g$ le temps dans un référentiel se déplaçant à la vitesse de groupe v_g de l'impulsion. Le coefficient non-linéaire γ est défini en $\text{m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ en fonction de l'indice de réfraction non-linéaire n_2 par

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}}, \quad (1.55)$$

avec ω_0 la fréquence centrale de l'impulsion et avec A_{eff} l'aire effective du mode de propagation. On définit A_{eff} en fonction de $F(x, y)$ la distribution transverse du champ électrique 1.37 comme

$$A_{\text{eff}} = \frac{(\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy)^2}{\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy}. \quad (1.56)$$

Le coefficient γ est fonction de ω puisque $F(x, y)$ dépend de la fréquence. Cependant, les variations de γ en fonction de ω sont très faibles et peuvent être négligées. Le coefficient de non-linéarité est alors approximé par une valeur moyenne entre 1 à $100 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ en fonction du type de fibre.

On peut aussi définir les longueurs de dispersion L_D et de non-linéarité L_{NL} par :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}, \quad (1.57)$$

avec P_0 la puissance crête initiale et T_0 la largeur à $1/e$ du maximum en amplitude de l'impulsion initiale. Ces longueurs quantifient l'importance des effets de la dispersion ou de la non-linéarité sur l'évolution de l'impulsion optique le long de la fibre : plus L_D ou L_{NL} est petite par rapport à la longueur de la fibre L , plus l'évolution de l'impulsion au cours de la propagation est gouvernée par l'effet correspondant.

1.4.3.2/ Instabilité de modulation et Soliton optique

Lorsqu'une fibre est pompée dans le régime de dispersion anormale, une onde continue de puissance incidente P_0 , de fréquence ω_0 , avec une petite perturbation sinusoidale, peut subir une instabilité de modulation. Cette instabilité est associée à l'augmentation exponentielle de la

perturbation qui est donnée par une modulation particulière de la fréquence dont le maximum est atteint à la fréquence Ω_c avec un gain g_{\max} [19] :

$$\Omega_c^2 = \frac{4\gamma P_0}{|\beta_2|} = \frac{4}{|\beta_2| L_{NL}}, \quad (1.58)$$

$$g_{\max} = g(\Omega_{\max}) = \frac{1}{2} |\beta_2| \Omega_c^2 = 2\gamma P_0. \quad (1.59)$$

En général, un signal injecté dans une fibre va subir les effets de la dispersion en même temps que les effets non-linéaires comme cela est décrit par la NLSE et va alors avoir une évolution temporelle comme spectrale. Cependant, un type d'onde très particulier peut se propager sans subir les effets de la perturbation. Ce type d'onde est appelé Soliton optique et correspond à une impulsion sécante hyperbolique avec une puissance P_{soliton} et un écart temporel T_{FWHM} relié par la relation pour un soliton d'ordre $N = 1$ par [19] :

$$P_{\text{soliton}} = \frac{|\beta_2|}{\gamma T_0^2} \approx \frac{3.11 |\beta_2|}{\gamma T_{\text{FWHM}}^2}. \quad (1.60)$$

Comme cette thèse se focalise spécifiquement sur les mélanges intermodaux à quatre ondes avec un pompage dans le régime de dispersion normale, on n'étudiera pas les solitons ni leurs caractéristiques.

1.4.3.3/ Equation de Schrödinger non-linéaire généralisée (GNLSE)

La NLSE 1.54 ne prend pas en compte l'effet de la diffusion Raman stimulée. De plus, l'utilisation où seul le terme de dispersion de vitesse de groupe $(\beta_2/2)\partial^2 A/\partial \tau^2$ est présent, n'est pas valable proche du zéro de dispersion de la fibre. C'est pourquoi, plusieurs approximations sont nécessaires pour obtenir l'équation 1.54, lesquelles sont identiques à celles données pour la propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux dispersifs non-linéaires. Un rappel de ces approximations est donné :

- la première est que la polarisation non-linéaire est traitée comme une petite perturbation de la polarisation linéaire. Cette approximation est alors valable, quelle que soit la puissance, pour les fibres optiques considérées comme faiblement non-linéaires avec $|\mathbf{P}_{NL}^{(3)}| \ll |\mathbf{P}_L^{(1)}|$.
- la deuxième approximation est que le champ optique maintient sa polarisation le long de l'axe de la fibre.
- la troisième approximation est que le champ optique est considéré comme quasi-monochromatique soit $\Delta\nu/\nu \ll 1$. Cela est vérifié pour des ondes continues ou pour des impulsions de durée inversement proportionnelle à leur largeur spectrale lorsqu'elles sont supérieures à 100 fs. Cette dernière approximation permet l'hypothèse de l'enveloppe lentement variable et de traiter la non-linéarité comme un phénomène instantané.

L'équation 1.54 doit alors être modifiée pour des impulsions optiques ultracourtes lorsque leur largeur spectrale devient suffisamment grande pour que plusieurs des approximations précédentes ne soient plus vérifiées. La limitation la plus importante pour des impulsions de durée inférieure à environ une picoseconde s'avère être l'omission de l'effet Raman. Dans un spectre large (> 1 THz), le gain Raman peut amplifier les composantes de basses fréquences en transférant de l'énergie provenant des composantes hautes fréquences de la même impulsion. En conséquence, le spectre de l'impulsion se décale vers les basses fréquences au fur et à mesure que l'impulsion se propage [19, 58]. Ce phénomène est appelé diffusion Raman intra-impulsion, et est à l'origine de l'auto-décalage en fréquence des solitons (SSFS). Son origine physique est reliée au temps de réponse de l'effet Raman stimulé [59]. On peut en tenir compte dans

l'expression générale de la polarisation non-linéaire donnée par l'équation 1.26, redéfinissant la susceptibilité du troisième ordre [60], ce qui donne

$$\chi^{(3)}(t-t', t-t'', t-t''') = \chi^{(3)}R(t-t')\delta(t-t'')\delta(t-t'''), \quad (1.61)$$

avec $R(t)$ la fonction réponse du Raman normalisée telle que $\int_{-\infty}^{+\infty} R(t)dt = 1$, et $\delta(t)$ la fonction de Dirac. La polarisation non-linéaire est alors réécrite avec

$$\mathbf{P}_{NL}^{(3)}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \chi^{(3)} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \int_{-\infty}^t R(t-t') |E(\mathbf{r}, t')|^2 dt'. \quad (1.62)$$

La limite supérieure de l'intégrale s'étend seulement jusqu'au temps t car la fonction réponse du Raman $R(t-t')$ doit pour assurer la causalité être nulle pour des temps $t < t'$. Le terme non-linéaire de l'équation 1.54 est alors modifiée, ce qui donne l'équation non-linéaire de Schrödinger généralisée (GNLSE).

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \sum_{m=2}^{+\infty} j^{m+1} \frac{\beta_m}{m!} \frac{\partial^m A}{\partial \tau^m} - \frac{\alpha}{2} A + j\gamma \left(1 + j\tau_{shock} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \left(A(z, \tau) \int_{-\infty}^{+\infty} R(\tau) |A(z, \tau - \tau')|^2 d\tau' + j\Gamma_R(z, \tau) \right), \quad (1.63)$$

où $\tau_{shock} = 1/\omega_0$ qui, avec la dérivée temporelle dans le dernier terme de l'équation, inclut les pertes non-linéaires d'énergie causée par la diffusion Raman intra-impulsion qui est responsable du phénomène d'auto-raïdissement ou self-steepening [47]. Cet effet provoque un raidissement du front montant de l'impulsion, dû à la dépendance de l'intensité de la vitesse de groupe [19, 47]. Le terme Γ_R modélise les effets du bruit de l'effet Raman spontané [15]. L'équation 1.63 reste valable même lorsque l'approximation de l'enveloppe lentement variable n'est plus valide. La fonction réponse Raman $R(t)$ inclut les deux contributions électronique Kerr et vibrationnelle Raman. Si la contribution électronique est quasi-instantée, on définit :

$$R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t), \quad (1.64)$$

avec $f_R = 0.18$ pour la silice standard qui donne la contribution de l'effet Raman à l'indice non-linéaire. La fonction réponse Raman h_R est généralement obtenue expérimentalement à partir du spectre de gain Raman mesuré en utilisant la formule :

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1^2 \tau_2^2} \exp(-t/\tau_2) \sin(t/\tau_1), \quad (1.65)$$

avec $1/\tau_1$ correspondant à la fréquence du phonon et $1/\tau_2$ correspondant à la largeur de bande du gain [19, 47, 60].

1.4.3.4/ Ondes dispersives

Un soliton se propageant à une longueur d'onde proche de la longueur d'onde du zéro de dispersion de la fibre peut aussi subir une perturbation particulière qui va amener à la génération d'une onde dispersive de basse amplitude dans le régime de dispersion normal de la fibre. La fréquence de l'émission de l'onde dispersive est déterminée par une condition d'accord de phase entre le pic du spectre du soliton et la fréquence particulière à laquelle l'onde dispersive est générée. Elle est donnée par [19] :

$$\sum_{m=2}^{\infty} \frac{\beta_m(\omega_s)}{m!} \Omega_d^m = \frac{1}{2} \gamma P_s, \quad (1.66)$$

où $\Omega_d = \omega_d - \omega_s$ et P_s est la puissance crête du soliton généré après la génération de l'onde dispersive.

1.5/ Effets non-linéaires dans les fibres multimodes

La dimension multimodale rajoute un degré de liberté pour la manipulation des propriétés spatiales et temporelles de la propagation d'une impulsion dans une fibre optique multimode. Les effets non-linéaires inélastiques, vus pour les fibres monomodes comme l'effet Raman, et ceux élastiques Kerr dont provient le mélange à quatre ondes, avec la SPM et la XPM restent valides pour les fibres multimodes. La diversité de ces effets non-linéaires et leurs conséquences avec la génération de solitons se voit élargie grâce à cette propriété multimodale. En effet, les fibres multimodes permettent par exemple la génération de solitons multimodes, de mélanges à quatre ondes intermodaux. De plus, grâce au développement d'un meilleur contrôle de la fabrication des fibres multimodes, les fibres à gradient d'indice deviennent facilement accessibles. Ces fibres à gradient d'indice multimodes donnent lieu à de nouveaux phénomènes non-linéaires dépendant de ce gradient d'indice vu par l'impulsion se propageant dans la fibre multimode. Dans cette section, les phénomènes de mélanges à quatre ondes monomodes et intermodaux seront introduits puis une brève vue d'ensemble sera donnée pour les nouveaux phénomènes non-linéaires provoqués par le gradient d'indice lié à l'effet Kerr et les propriétés multimodales de la fibre à gradient d'indice.

Comme pour les sections précédentes, les phénomènes d'instabilité de modulation ou générant les solitons, ici multimodes, ne seront pas abordés toujours dans l'optique d'étudier les phénomènes non-linéaires générés lors d'un pompage dans le régime normal de dispersion de la fibre testée.

1.5.1/ Mélanges intermodaux à quatre ondes

Les processus non-linéaires sont appelés processus paramétriques lorsqu'ils font appel à la modulation d'un paramètre du milieu, tel que l'indice de réfraction, et nécessitent un accord de phase avant qu'ils ne disparaissent le long de la fibre. Parmi ceux-ci, le mélange à quatre ondes (FWM) joue le rôle dominant. On parlera tout d'abord du mélange à quatre ondes dans une fibre monomode puis ensuite dans les fibres multimodes.

L'origine du processus de FWM réside dans la réponse non-linéaire des électrons liés d'un matériau à la sollicitation intense d'un champ électromagnétique comme pour l'effet Kerr. Comme nous l'avons vu à la section 1.3.1, la polarisation induite dans le matériau contient des termes dont l'ampleur est régie par les susceptibilités non-linéaires $\chi^{(n)}$. Les effets non-linéaires qui en résultent peuvent être classés dans le deuxième ou le troisième ordre de cette susceptibilité non-linéaire. Dans l'approximation dipolaire, on a défini que la susceptibilité d'ordre deux $\chi^{(2)}$ disparaît pour un milieu isotrope, les processus du second ordre tels que la deuxième génération harmonique ne devrait pas se produire dans les fibres optiques en silice. Dans la pratique, ils se produisent effectivement en raison des effets quadripolaires et dipolaires magnétiques, particulièrement lorsqu'on introduit un élément qui perturbe l'isotropie du milieu sous l'action d'un champ intense, mais avec une conversion efficace relativement faible [61, 62, 63]. Les processus paramétriques associés à la susceptibilité du troisième ordre impliquent une interaction non-linéaire entre quatre ondes optiques et incluent des phénomènes tels que les mélanges à quatre ondes, l'instabilité de modulation et la génération de troisième harmonique [38, 39, 40, 64]. Le processus de FWM dans les fibres optiques a été étudié peu de temps après que les fibres à faible perte soient disponibles.

1.5.1.1/ Processus de mélange à quatre ondes dans les fibres monomodes

Les principales caractéristiques du processus de FWM peuvent être comprises à partir du terme de polarisation du troisième ordre dans l'équation 1.26 :

$$\mathbf{P}_{\text{NL}}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^t dt_1 \int_{-\infty}^t dt_2 \int_{-\infty}^t dt_3 \times \chi^{(3)}(t - t_1, t - t_2, t - t_3) \dot{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t_1) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_2) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_3). \quad (1.67)$$

\mathbf{E} est le champ électrique et \mathbf{P}_{NL} est la polarisation non-linéaire induite. En général, le processus de FWM dépend de la polarisation et il faut développer une théorie vectorielle complète. Cependant, une compréhension physique est acquise en considérant d'abord le cas scalaire dans lequel les quatre champs sont polarisés linéairement le long d'un axe principal d'une fibre biréfringente de sorte qu'ils maintiennent leur état de polarisation.

Considérons quatre ondes continues oscillant aux fréquences $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ et ω_4 et polarisées linéairement le long du même axe x . Le champ électrique total peut s'écrire

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} \hat{x} \sum_{j=1}^4 E_j \exp [i (\beta_j z - \omega_j t)] + \text{c.c.}, \quad (1.68)$$

où la constante de propagation $\beta_j = \tilde{n}_j \omega_j / c$, et \tilde{n}_j étant l'indice effectif du mode. Si on introduit l'équation 1.68 dans l'équation 1.67, on peut exprimer \mathbf{P}_{NL} sous la même forme que celle du champ total \mathbf{E} :

$$\mathbf{P}_{\text{NL}} = \frac{1}{2} \hat{x} \sum_{j=1}^4 P_j \exp [i (\beta_j z - \omega_j t)] + \text{c.c.}. \quad (1.69)$$

On constate que P_j ($j = 1$ à 4) se compose d'un grand nombre de termes impliquant les produits de trois champs électriques. Par exemple, P_4 peut être exprimé par

$$P_4 = \frac{3\epsilon_0}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} [|E_4|^2 E_4 + 2 (|E_1|^2 + |E_2|^2 + |E_3|^2) E_4 + 2E_1 E_2 E_3 \exp(i\theta_+) + 2E_1 E_2 E_3^* \exp(i\theta_-) + \dots], \quad (1.70)$$

où θ_+ et θ_- sont définis par

$$\begin{aligned} \theta_+ &= (\beta_1 + \beta_2 + \beta_3 - \beta_4) z - (\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 - \omega_4) t, \\ \theta_- &= (\beta_1 + \beta_2 - \beta_3 - \beta_4) z - (\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4) t. \end{aligned} \quad (1.71)$$

Les quatre premiers termes contenant E_4 dans l'équation 1.70 sont responsables de la SPM et de la XPM, mais les termes restantes résultent des combinaisons de fréquences (somme ou différence) des quatre ondes entre elles. Le nombre de ces combinaisons entre elles qui sont efficaces au cours d'un processus de FWM dépend du décalage de phase entre E_4 et P_4 régi par θ_+ ou θ_- .

Un processus de FWM significatif ne se produit que si le décalage de phase disparaît presque complètement. Pour ce faire, il faut l'accord des fréquences ainsi que des vecteurs d'ondes. Cette dernière exigence est souvent appelé accord de phase. En termes de mécanique quantique, le processus de FWM se produit lorsque les photons d'une ou de plusieurs ondes sont annihilés et que de nouveaux photons sont créés à différentes fréquences de sorte que l'énergie et la quantité de mouvement soient conservées pendant la durée du processus de mélange à quatre ondes. La principale différence entre un processus de FWM et un processus stimulé est que la condition d'accord de phase est automatiquement satisfaite dans le cas d'une diffusion Raman en raison de la participation active du milieu non-linéaire, ici la silice. En revanche, la condition d'accord de phase nécessite un choix spécifique de longueurs d'onde et de paramètres de fibre avant que le processus de FWM ne puisse se produire avec une grande efficacité.

Le terme contenant θ_+ correspond au cas où trois photons transfèrent leur énergie à un seul photon à la fréquence $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$. Ce terme est responsable des phénomènes tels que la génération de troisième harmonique ($\omega_1 = \omega_2 = \omega_3$). En général, il est difficile de satisfaire aux exigences d'accord de phase pour que de tels processus se produisent efficacement dans des fibres optiques. Le terme contenant θ_- dans l'équation 1.70 correspond au cas dans lequel deux photons aux fréquences ω_1 et ω_2 sont annihilés, tandis que deux photons aux fréquences ω_3 et ω_4 sont créés simultanément de telle sorte que

$$\omega_3 + \omega_4 = \omega_1 + \omega_2, \quad 1/\lambda_1 + 1/\lambda_2 = 1/\lambda_3 + 1/\lambda_4. \quad (1.72)$$

L'exigence d'accord de phase pour ce processus est défini par $\Delta\beta = 0$, avec

$$\begin{aligned} \Delta\beta &= \beta_3 + \beta_4 - \beta_1 - \beta_2 \\ &= (\tilde{n}_3\omega_3 + \tilde{n}_4\omega_4 - \tilde{n}_1\omega_1 - \tilde{n}_2\omega_2) / c \end{aligned} \quad (1.73)$$

où \tilde{n}_j est l'indice de mode effectif à la fréquence ω_j . Dans le cas général où $\omega_1 \neq \omega_2$, il faut injecter deux faisceaux de pompe dans la fibre pour que le processus de mélange à quatre ondes puisse se produire. Le cas dégénéré en longueur d'onde, dans lequel $\omega_1 = \omega_2$, est très intéressant parce que le processus paramétrique peut être initié avec un seul faisceau optique de pompe. Physiquement, il se manifeste d'une manière similaire au SRS. Un intense faisceau optique de pompe à la fréquence ω_1 crée deux bandes latérales situées symétriquement aux fréquences ω_3 et ω_4 avec

$$\Omega_s = \omega_1 - \omega_3 = \omega_4 - \omega_1 \quad (1.74)$$

où $\omega_3 < \omega_4$. La bande latérale des basses fréquences à ω_3 et la bande latérale des hautes fréquences à ω_4 est désignée sous le nom de bandes de signal et de bandes d'idler, respectivement.

Pour développer les équations couplées du processus de FWM, le point de départ est l'équation d'onde 1.23 pour le champ électrique total \mathbf{E} . $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ avec \mathbf{P}_{NL} sont données par l'équation 1.67. On substitue les équations 1.68 et 1.69 dans l'équation d'onde 1.23. On néglige la dépendance temporelle des composantes de champ E_j ($j = 1$ à 4) en supposant que les impulsions sont quasi-continues. Leur dépendance spatiale est cependant incluse en utilisant $E_j(r) = F_j(x, y)A_j(z)$, avec $F_j(x, y)$ qui est la distribution spatiale du mode de la fibre optique dans lequel le $j^{\text{ième}}$ champ se propage à l'intérieur de la fibre [65]. En intégrant sur les profils de mode spatial, on obtient l'évolution de l'amplitude $A_j(z)$ à l'intérieur d'une fibre optique qui est régie par l'ensemble de quatre équations couplées [65] :

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} &= \frac{in_2\omega_1}{c} \left[\left(f_{11}|A_1|^2 + 2 \sum_{k \neq 1} f_{1k}|A_k|^2 \right) A_1 + 2f_{1234}A_2^*A_3A_4 e^{i\Delta kz} \right], \\ \frac{dA_2}{dz} &= \frac{in_2\omega_2}{c} \left[\left(f_{22}|A_2|^2 + 2 \sum_{k \neq 2} f_{2k}|A_k|^2 \right) A_2 + 2f_{2134}A_1^*A_3A_4 e^{i\Delta kz} \right], \\ \frac{dA_3}{dz} &= \frac{in_2\omega_3}{c} \left[\left(f_{33}|A_3|^2 + 2 \sum_{k \neq 3} f_{3k}|A_k|^2 \right) A_3 + 2f_{3412}A_1A_2A_4^* e^{-i\Delta kz} \right], \\ \frac{dA_4}{dz} &= \frac{in_2\omega_4}{c} \left[\left(f_{44}|A_4|^2 + 2 \sum_{k \neq 4} f_{4k}|A_k|^2 \right) A_4 + 2f_{4312}A_1A_2A_3^* e^{-i\Delta kz} \right], \end{aligned} \quad (1.75)$$

où le vecteur d'onde Δk est donnée avec l'équation 1.73. L'intégrale de recouvrement f_{ijkl} est définie par [65] :

$$f_{ijkl} = \frac{\langle F_i^* F_j^* F_k F_l \rangle}{\left[\langle |F_i|^2 \rangle \langle |F_j|^2 \rangle \langle |F_k|^2 \rangle \langle |F_l|^2 \rangle \right]^{1/2}}, \quad (1.76)$$

avec les parenthèses angulaires indiquant l'intégration sur les coordonnées transversales x et y . Pour les équations 1.75, on n'a conservé que des termes presque en phase et la dépendance en fréquence de $\chi^{(3)}$ est négligée. Le paramètre n_2 est le coefficient d'indice non-linéaire défini avec l'équation 1.49.

Les équations 1.75 sont assez générales car qu'elles comprennent les effets de la SPM, de la XPM et de la déplétion de la pompe sur le processus de FWM. Une approche numérique est nécessaire pour exactement les résoudre. Une connaissance physique considérable est acquise si on suppose que la pompe est beaucoup plus intense que les autres ondes générées et que l'onde de pompe reste non-déplétée au cours du processus de mélange à quatre ondes. Pour simplifier, on suppose que toutes les intégrales de recouvrement sont presque les mêmes, c'est-à-dire,

$$f_{ijkl} \approx f_{ij} \approx 1/A_{\text{eff}} \quad (i, j, k, l = 1, 2, 3, 4), \quad (1.77)$$

avec A_{eff} étant l'aire effective du mode définie par l'équation 1.56. Cette hypothèse n'est valable que pour les fibres monomodes [65]. On peut maintenant re-introduire le paramètre non-linéaire en utilisant la définition

$$\gamma_j = n_2 \omega_j / (c A_{\text{eff}}) \approx \gamma, \quad (1.78)$$

où γ est une valeur moyenne si l'on ne tient pas compte des différences relativement faibles entre les fréquences optiques des quatre ondes impliquées. Les deux premières équations 1.75 pour les champs de la pompe sont faciles à résoudre pour obtenir :

$$\begin{aligned} A_1(z) &= \sqrt{P_1} \exp[i\gamma(P_1 + 2P_2)z] \\ A_2(z) &= \sqrt{P_2} \exp[i\gamma(P_2 + 2P_1)z] \end{aligned} \quad (1.79)$$

avec $P_j = |A_j(0)|^2$, et P_1 et P_2 sont les puissances des pompes incidentes à $z = 0$. Cette solution montre que, dans l'approximation de la pompe non-déplétée, les ondes de la pompe n'acquièrent qu'une valeur de déphasage résultant de la SPM et de la XPM.

En substituant les équations 1.79 dans les deux dernières équations 1.75, on obtient deux équations linéaires couplées pour les champs du signal et de l'idler :

$$\begin{aligned} \frac{dA_3}{dz} &= 2i\gamma[(P_1 + P_2)A_3 + \sqrt{P_1 P_2} e^{-i\theta} A_4^*] \\ \frac{dA_4^*}{dz} &= -2i\gamma[(P_1 + P_2)A_4^* + \sqrt{P_1 P_2} e^{i\theta} A_3] \end{aligned} \quad (1.80)$$

où $\theta = [\Delta k - 3\gamma(P_1 + P_2)]z$. Pour résoudre ces équations, on introduit

$$B_j = A_j \exp[-2i\gamma(P_1 + P_2)z], \quad (j = 3, 4). \quad (1.81)$$

En utilisant les équations 1.80 à 1.81, on obtient alors

$$\begin{aligned} \frac{dB_3}{dz} &= 2i\gamma \sqrt{P_1 P_2} \exp(-i\kappa z) B_4^* \\ \frac{dB_4^*}{dz} &= -2i\gamma \sqrt{P_1 P_2} \exp(i\kappa z) B_3 \end{aligned} \quad (1.82)$$

où l'accord de phase effectif est donné par

$$\kappa = \Delta\beta + \gamma(P_1 + P_2). \quad (1.83)$$

Si l'on dérive B_3 une deuxième fois, et élimine B_4^* , on obtient l'équation suivante pour B_3 :

$$\frac{d^2 B_3}{dz^2} + i\kappa \frac{dB_3}{dz} - (4\gamma^2 P_1 P_2) B_3 = 0. \quad (1.84)$$

La même équation est obtenue pour B_4^* . Ainsi, la solution générale est de la forme [65] :

$$\begin{aligned} B_3(z) &= (a_3 e^{g z} + b_3 e^{-g z}) \exp(-i\kappa z/2) \\ B_4^*(z) &= (a_4 e^{g z} + b_4 e^{-g z}) \exp(i\kappa z/2) \end{aligned} \quad (1.85)$$

avec a_3 , b_3 , a_4 et b_4 qui sont déterminés à partir des conditions limites. Le gain paramétrique g dépend de la puissance de la pompe et est défini par

$$g = \sqrt{(\gamma P_0 r)^2 - (\kappa/2)^2}, \quad (1.86)$$

avec les paramètres r et P_0 introduits par

$$r = 2(P_1 P_2)^{1/2} / P_0, \quad P_0 = P_1 + P_2. \quad (1.87)$$

La solution donnée dans les équations 1.85 n'est valable que lorsque le faisceau de pompe reste non-déplété.

1.5.1.2/ Accord de phase effectif et longueur de cohérence

La dérivation précédente du gain paramétrique a supposé que les deux pompes sont distinctes l'une de l'autre. Si les champs de la pompe ne peuvent pas être distingués d'après leur fréquence, ou de leur mode spatial, l'ensemble de la procédure doit être effectuée avec seulement trois champs électriques. Le gain paramétrique est toujours donné par l'équation 1.86 si on choisit $P_1 = P_2 = P_0/2$ ($r = 1$) et utilise

$$\kappa = \Delta\beta + 2\gamma P_0. \quad (1.88)$$

Il est utile de comparer la valeur de crête du gain paramétrique avec celle du gain Raman (voir section 1.4.2). A partir de l'équation 1.86, le gain maximal est donné par ($r = 1$) :

$$g_{\max} = \gamma P_0 = g_P (P_0 / A_{\text{eff}}), \quad (1.89)$$

où γ est utilisé à partir de l'équation 1.78 et g_P est défini comme $g_P = 2\pi n_2 / \lambda_1$ à la longueur d'onde de pompe λ_1 . Dans la pratique, le SRS domine pour les fibres de longue longueur car il est difficile de maintenir l'accord de phase sur de grandes longueurs de fibres. On peut définir une longueur de cohérence

$$L_{\text{coh}} = 2\pi / |\Delta\kappa|, \quad (1.90)$$

où $\Delta\kappa$ est la valeur maximale de l'accord de phase qui peut être toléré par la fibre.

Un processus de FWM significatif se produit si $L < L_{\text{coh}}$. Même lorsque cette condition est remplie, SRS peut influencer de manière significative le processus de FWM lorsque le décalage de fréquence Ω_s se situe à l'intérieur de la bande du gain Raman. L'interaction entre SRS et FWM a fait l'objet d'études approfondies [66, 67, 68, 69, 70, 71, 72, 73]. L'effet principal en pratique est que les bandes générées par le processus FWM sont amplifiées par SRS, ce qui sera observé dans l'étude de la fibre à saut d'indice faiblement multimode dans le chapitre 2.

1.5.1.3/ Accord de phase pour les fibres multimodes

Le développement des équations couplées du processus de FWM se déroule de la même manière que précédemment, et on retrouve les équations 1.75. Pour le cas des fibres multimodes, l'intégrale de recouvrement n'est pas simplifiée et est donnée par l'équation 1.76, mais l'analyse reste la même que pour le cas monomode donnée ci-avant. En reprenant la technique utilisée dans les références [52, 74, 75, 76], on peut obtenir l'équation GNLS pour une impulsion se propageant dans une fibre optique multimode donnée par la référence [75].

Néanmoins, en pratique, la résolution analytique ou numérique de ces équations n'est pas nécessaire pour obtenir les valeurs des nouvelles longueurs d'ondes générées. Une résolution numérique sera utilisée pour les calculs des accords de phase en utilisant le logiciel Matlab avec

les indices effectifs obtenus via le logiciel COMSOL. Par contre, il est nécessaire de développer les équations d'accord de phase pour inclure la contribution multimodale Δk_{Mode} .

On peut tout d'abord réintroduire le mécanisme physique du mélange à quatre ondes intermodales, afin d'ensuite développer les équations d'accords de phase pour les fibres multimodes à saut d'indice. La condition d'accord de phase $\kappa = 0$ peut aussi être écrite sous la forme

$$\kappa = \Delta k_M + \Delta k_W + \Delta k_{\text{Mode}} + \Delta k_{\text{NL}} = 0, \quad (1.91)$$

où Δk_M , Δk_W et Δk_{NL} , Δk_{Mode} représentent l'inadéquation entre la dispersion du matériau, la dispersion du guide d'ondes, les effets non-linéaires et la contribution de chaque mode, respectivement. Les contributions Δk_M , Δk_W et Δk_{Mode} peuvent être obtenues avec l'équation 1.73 si les indices effectifs sont les suivants :

$$n_{\text{eff } j}^l = n_j^l + \Delta n_j^l, \quad (1.92)$$

où Δn_j est le changement dans l'indice du matériau (contribution de Δk_M), $n_j = n(\omega_j)$ dû au guidage des ondes (contribution de Δk_W) et l'indice l pour distinguer les modes (contribution de Δk_{Mode}). Dans le cas d'un processus de FWM dégénéré ($\omega_1 = \omega_2$), les trois contributions de l'équation 1.91 sont les suivantes :

$$\Delta k_M + \Delta k_W + \Delta k_{\text{Mode}} + \Delta k_{\text{NL}} = \left[n_{\text{eff } 3}^l \omega_3 + n_{\text{eff } 4}^j \omega_4 - 2n_{\text{eff } 1}^k \omega_1 \right] / c + \Upsilon (P_1 + P_2), \quad (1.93)$$

avec les indices l, j, k pour chaque mode distinct impliqué. Pour réaliser l'accord de phase, au moins l'un des termes doit être négatif. En effet, les fibres multimodes permettent l'accord de phase lorsque la contribution du guide d'ondes $\Delta k_W + \Delta k_{\text{Mode}}$ est négative et compense exactement la contribution positive de $\Delta k_M + \Delta k_{\text{NL}}$ dans l'équation 1.91. L'ampleur de $\Delta k_W + \Delta k_{\text{Mode}}$ dépend du choix des modes dans lesquels les quatre ondes se propagent et participent dans le processus de FWM. L'équation aux valeurs propres 1.42 peut être utilisée pour calculer $n_{\text{eff } j}$ ($j = 1$ à 4) pour chaque mode. Dans la pratique, les contributions du matériau et du guide d'onde sont directement calculées à travers les indices effectifs des modes en équation 1.92. Les indices effectifs des modes sont simulés sur le logiciel COMSOL à partir d'un modèle parfait de la fibre, le proche possible du profil réel de la fibre étudiée. Ce modèle parfait est entourée d'une couche parfaite (Perfectly Matched Layer) PML permettant de limiter le domaine de simulation et d'obtenir les pertes. Ce logiciel COMSOL est un puissant solveur numérique par élément finis pour des problèmes multiphysiques. Il utilise l'équation d'Helmutz 1.34 et donc l'équation aux valeurs propres 1.42 pour obtenir les valeurs propres et calculer les indices effectifs des modes. Ce logiciel donne toutes les valeurs calculées possibles, et on obtient alors les indices des modes guidés et de ceux non-guidés. La distinction se fait ensuite à partir des parties réelles et imaginaires de ces indices effectifs. Physiquement, la partie imaginaire représente les pertes du mode dans le guide d'onde ou coefficient d'extinction (sans unité) : si celle-ci est au-dessus de l'ordre de grandeur de 10^{-7} , le mode sera considéré comme non-guidé avec beaucoup de pertes dans la gaine de la fibre.

Lors d'un pompage dégénéré dans le régime de dispersion normal avec β_2 positif, la contribution non-linéaire est généralement négligeable par rapport aux contributions du matériau et du guide d'onde. Ainsi l'accord de phase est réécrit

$$\kappa = \Delta k_M + \Delta k_W + \Delta k_{\text{Mode}} = \Delta \beta = 0 \quad \text{et} \quad \Delta k_{\text{NL}} \ll \Delta k_M + \Delta k_W + \Delta k_{\text{Mode}}, \quad (1.94)$$

ce qui donne alors

$$\kappa = \Delta k_M + \Delta k_W + \Delta k_{\text{Mode}} = \Delta \beta = \left[n_{\text{eff } 3}^l \omega_3 + n_{\text{eff } 4}^j \omega_4 - 2n_{\text{eff } 1}^k \omega_1 \right] / c = 0. \quad (1.95)$$

Pour un cas général, en reprenant la formulation en constante de propagation β , pour un cas de pompe dégénérée avec les deux composantes de pompe à la même longueur d'onde mais dans deux modes distincts, on obtient :

$$\Delta\beta = \beta_i^j + \beta_s^k - \beta_p^j - \beta_p^k = 0, \quad (1.96)$$

avec les indices p, i et s , pour la pompe, l'idler et le signal respectivement ; et k et j des exposants pour la distinction des différents modes. Si la pompe est toujours dégénérée avec ses deux composantes à la même longueur d'onde, mais cette fois-ci dans un mode identique, on peut alors écrire :

$$\Delta\beta = \beta_i^j + \beta_s^k - 2\beta_p^l = 0. \quad (1.97)$$

Si on peut considérer que les idlers et signaux sont générés autour de la longueur d'onde de pompe, l'approximation conçue en utilisant l'expansion donnée par la série de Taylor en équation 1.10 est valable et apporte une forte simplification. On peut alors réécrire l'accord de phase avec $\beta_j = n_j \omega_j / c$ ($j = 1$ à 4) les paramètres de dispersion à la fréquence de la pompe ω_1 , en conservant jusqu'au terme d'ordre 4 dans Ω_s , et on obtient :

$$\Delta k_M \approx \beta_2 \Omega_s^2 + (\beta_4 / 12) \Omega_s^4. \quad (1.98)$$

Si la pompe ($\lambda_1 = 2\pi c / \omega_1$) n'est pas trop proche de la longueur d'onde du zéro de dispersion λ_D on peut utiliser $\Delta k_M = \beta_2 \Omega_s^2$. Comme $\beta_2 > 0$ pour $\lambda_1 < \lambda_0$, Δk_M est positif dans le visible et dans le proche infrarouge. L'accord de phase pour $\lambda_1 < \lambda_0$ peut être réalisé si on a $\Delta k_W + \Delta k_{Mode}$ négatif, en propageant différentes ondes dans différents modes d'une fibre multimode, ce qui donne :

$$\Delta\beta = (\beta_1^k - \beta_1^j) \Omega_s + (\beta_2^j + \beta_2^k) \frac{\Omega_s^2}{2} = 0, \quad (1.99)$$

avec β_1 et β_2 les paramètres de dispersion à la fréquence de la pompe ω_1 , et k et j des exposants pour la distinction des différents modes.

1.5.2/ Effets non-linéaires spécifiques aux fibres multimodes à indice parabolique

Lorsqu'on considère le cas des fibres multimodes à indice parabolique communément appelées à gradient d'indice, il est utile de préciser la distinction fondamentale de ces fibres par rapport à celles à saut d'indice. En effet, le gradient d'indice généré dans le coeur, et vu par l'impulsion durant sa propagation, va amener les fibres multimodes à gradient d'indice à avoir des comportements particuliers comme une dispersion modale faible [16]. Après avoir redéfini la variation de l'indice par rapport au rayon du coeur, on introduira le phénomène d'auto-imagerie. Ce phénomène n'est en effet possible que dans les fibres à gradient d'indice. Enfin, on en verra les conséquences directes avec le phénomène d'instabilité géométrique paramétrique et de nettoyage de faisceau.

1.5.2.1/ Auto-imagerie

L'indice de réfraction peut être redéfini pour un coeur à indice parabolique ou à gradient d'indice [77] :

$$n^2(\rho) = n_0^2 [1 - 2\Delta(\rho/R)^2], \quad (1.100)$$

avec ρ le rayon variant du centre du coeur à la gaine, R le rayon fixe du coeur, Δ défini en équation 1.1 et n_0 l'indice défini au centre du coeur en $\rho = 0$. En raison de leur dispersion

modale relativement faible, donc de leurs grandes longueurs d'interaction des ondes dans différents modes, les fibres à gradient d'indice conduisent à un processus de FWM très efficace. Puisque la différence d'indice relative Δ entre le cœur et la gaine dans les fibres à gradient d'indice est généralement inférieure à 0,01, on obtient que les différents groupes de mode ont leurs constantes de propagation espacement égal les uns des autres. Ainsi, leur constante de propagation β_g peut s'écrire :

$$\beta_g = \frac{2\pi n_0}{\lambda} - \frac{\sqrt{2\Delta}}{R} g, \quad (1.101)$$

où $g = 2l + |m| + 1$ est le nombre de groupes du mode, et l et m sont les indices dénotant un nombre de mode radial et angulaire, respectivement. Pour un mode linéairement polarisé, on obtient $LP_{|m|,l+1}$. Les modes ayant le même nombre de groupe ont alors des constantes de propagations identiques et donc des vitesses de groupe égales. La dispersion modale dans les fibres à indice parabolique est donc très faible.

L'espacement égal des constantes de propagation des différentes ondes modales, données en équation 1.101, fournit un effet d'auto-imagerie périodique naturelle pour les faisceaux multimodaux qui se propagent dans un milieu longitudinalement uniforme [78]. Ces faisceaux subissent alors des oscillations spatiales longitudinales avec la période

$$\epsilon = \pi R / \sqrt{2\Delta}. \quad (1.102)$$

C'est ce qu'on appelle l'effet d'auto-imagerie ou self-imaging [79]. Physiquement, les modes excités se propageant à différentes longueurs d'ondes se recouvrent périodiquement. Cela permet des accords de phases relativement plus faciles et sur une longueur plus importante de fibre que pour les fibres à saut d'indice multimodes.

L'étude analytique de la propagation d'une impulsion dans un segment de fibre à gradient d'indice est donnée par les références [75, 80, 81]. On peut alors approximer directement le décalage en fréquence des idlers et signaux générés par mélange à quatre ondes par [16, 80] :

$$f_k^2 \approx \frac{c^2 \sqrt{2\Delta}}{2\pi n''(\lambda_p)} \frac{k}{R\lambda_p^3}. \quad (1.103)$$

On retrouve c la vitesse de la lumière dans le vide, Δ défini en équation 1.1, R le rayon du cœur, λ_p la longueur d'onde de la pompe et n'' la double dérivée par rapport à la longueur d'onde de pompe de l'indice de réfraction. Le paramètre k est un intégrateur relié aux modes de la fibre impliqués pour la pompe, l'idler et le signal avec $k = g_s + g_i - g_p^{(1)} - g_p^{(2)}$ avec $g_p^{(i)}$ correspondant au nombre de groupe de la pompe avec i un indice distinctif pour les modes.

1.5.2.2/ Instabilité Paramétrique Géométrique

L'instabilité paramétrique géométrique (GPI) a été prédite théoriquement par la référence [82] puis ensuite observée pour la première fois expérimentalement par [78] dans une fibre optique fortement multimode à gradient d'indice. La GPI nécessite un couplage espace-temps et une fibre fortement multimode. Le faisceau se propage à travers la fibre et il subit des oscillations spatiales longitudinales avec la période donnée en équation 1.102. Pour satisfaire la condition de quasi-accord de phase de la GPI, il faut d'abord que les vecteurs d'onde de la pompe k_p des GPI signal k_s et idler k_i correspondent à l'équation [78, 82] :

$$k_p - k_s - k_i = -2\pi h / \epsilon, \quad (1.104)$$

où h est un intégrateur avec $h = 1; 2; 3; \dots$ et ϵ la période d'oscillation spatiale donnée en équation 1.102. On peut faire l'hypothèse que l'indice de réfraction ne dépend que de la

dipersion de la vitesse de groupe de la pompe β_2 . Cette hypothèse permet d'obtenir [78, 82] le décalage en fréquence des bandes idler, et le signal par la GPI peut être donné par l'ensemble discret de résonances f_h qui satisfait la condition [78] :

$$(2\pi f_h)^2 = \frac{2\pi h}{\epsilon\beta_2} - \frac{2n_2\hat{I}\omega_0}{c\beta_2}, \quad (1.105)$$

avec n_2 l'indice non linéaire et \hat{I} la moyenne de l'intensité du faisceau. Selon [82], en régime de dispersion anormal, la condition $h = 0$ donne l'instabilité de modulation [19]. Dans le régime de dispersion normal $\beta_2 > 0$, la GPI se produit pour $h = 1; 2; 3; \dots$. Si les fréquences de résonance ne dépendent que faiblement de l'intensité du faisceau en régime quasi-continu, on peut approximer leurs valeur avec

$$f_h \simeq \frac{\sqrt{h}}{2\pi} \sqrt{\frac{2\pi}{\epsilon\beta_2}}. \quad (1.106)$$

1.5.2.3/ Nettoyage de faisceau Kerr

Le nettoyage de faisceau relié à l'effet Kerr consiste au transfert de l'énergie des modes supérieurs au mode fondamental [83] ou au mode préférentiellement guidé [84] par la fibre multimode à gradient d'indice, qui correspond généralement au mode d'excitation de la pompe injectée. Ce phénomène a été observé expérimentalement relativement récemment, et ne fait pas encore l'objet d'études théoriques analytiques approfondies [16]. Il s'avère que le nettoyage de faisceau requiert des conditions particulières [85] qui ne seront pas mises en place pour les fibres étudiées dans cette thèse. C'est pourquoi on observe l'absence de ce phénomène particulier dans les deux cas étudiés ici.

1.6/ Supercontinuum

1.6.1/ Introduction

Un supercontinuum (SC) décrit la génération d'un important élargissement spectral (dépassant généralement les 200 nm) provoquée par l'interaction de multiples effets non-linéaires lors de la propagation d'impulsions dans une fibre optique. Les supercontinua sont généralement générés dans des guides d'ondes non-linéaires ou milieux (fluides) non-linéaires pompés par une source laser. Depuis la fin des années 90, la découverte des fibres à cristaux photoniques (PCF) [26] a permis des progrès importants en terme de génération de supercontinuum [86, 87, 88]. Une grande variété de sources supercontinuum ont pu être développées à partir de la combinaison d'une source laser et d'une fibre optique PCF, une des configurations les plus courantes [15].

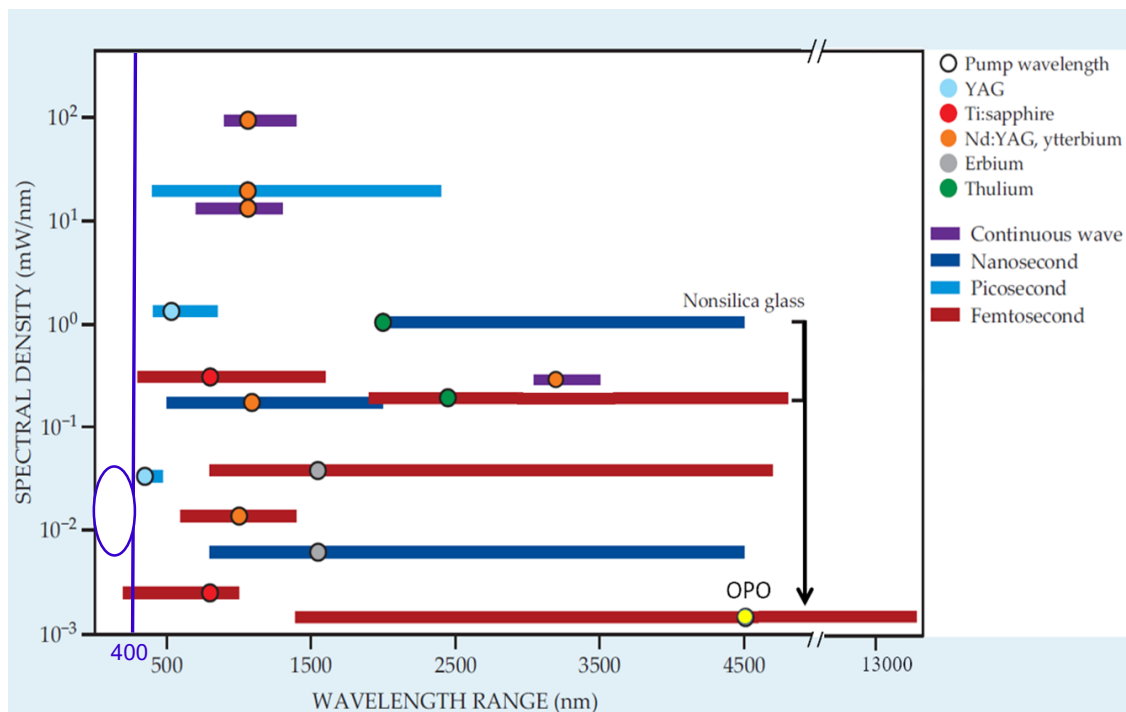


Figure 1.10 – Vue d'ensemble des supercontinua générés à partir d'une pompe laser (rond) dans une fibre optique avec la largeur de l'impulsion donnée par un code couleur. Ces supercontinua sont classés par densité spectrale obtenue en fonction de la longueur d'onde. Figure adaptée de l'article : Supercontinuum Light, J. M. Dudley et G. Genty, *Physics Today* **66**, 7, 29 (2013).

Au cours des dernières années, la recherche s'est concentrée sur le développement de sources supercontinuum (SC) pour élargir la bande spectrale, en particulier dans l'ultraviolet et l'infrarouge. La figure 1.10 présente une vue d'ensemble des résultats pour les différentes combinaisons de sources et fibres. La mise en place du projet SUPUVIR, dont fait partie cette thèse qui porte sur la partie visible et ultraviolette du spectre, est un exemple de cet intérêt à générer de nouvelles sources supercontinuum. On peut voir sur la figure 1.10 en dessous de 400 nm une absence de disponibilité de sources SC. Cette thèse s'oriente alors à chercher un moyen simple de générer une source SC entre 200 nm et 400 nm (zone indiquée dans la figure 1.10), source très demandée pour des applications dans le domaine de la microscopie et particulièrement la microscopie de fluorescence de temps de vie [4].

On constate également un développement dans la conception des fibres, avec d'un côté les fabricants de verre qui développent de nouveaux matériaux tels que les verres de chalcogénures [89, 90, 91, 92] pour permettre la tenue au rayonnement infrarouge, et d'un autre côté de nouveaux designs de fibres particulières qui sont développés, tels que les fibres effilées en cône [5, 93], ou celles fabriquées en cascades [92], ou encore les fibres à cœur creux [7, 8] permettant l'élargissement spectral du supercontinuum.

1.6.2/ Différentes dynamiques de génération de supercontinuum

Les effets non-linéaires dans les fibres optiques peuvent manifester des comportements qualitativement différents en fonction du signe du paramètre de dispersion de vitesse de groupe (GVD) β_2 , et ainsi mener à la génération de supercontinuum grâce à différentes dynamiques. Le cas de fibres optiques monomodes est d'abord explicité.

Dans le régime de dispersion normale avec $\beta_2 > 0$, la génération de supercontinuum dans les fibres monomodes est généralement obtenue par les effets non-linéaires dus à la SPM, XPM et la diffusion Raman stimulée (voir figure 1.11). L'efficacité de la génération du supercontinuum dépend dans ce cas de l'intensité de la pompe incidente. En effet dans le cas du régime de dispersion normale, l'effet de dispersion va élargir le spectre en même temps que diminuer l'intensité.

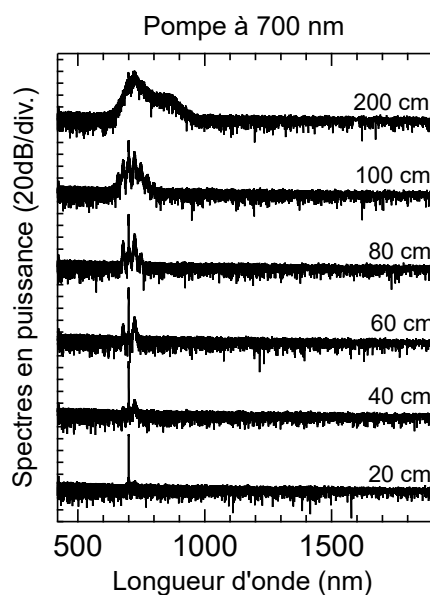


Figure 1.11 – Simulation de l'évolution en fonction de la distance pour une puissance crête initiale de 500 W de la génération d'un supercontinuum lors d'un pompage en régime picoseconde (20 ps) en régime de dispersion normal à 700 nm dans une fibre PCF avec un zéro de dispersion à 780 nm. La génération du SC se déroule sur 2 m avec une dynamique de diffusion Raman stimulé en cascade. Figure adaptée de [15].

Le régime de dispersion anormale avec $\beta_2 < 0$ permet à ces fibres optiques de supporter les solitons grâce à un équilibre entre les effets de la dispersion et les effets non-linéaires. L'efficacité de la génération du supercontinuum dépend de la durée de l'impulsion injectée. Ce régime, permettant la génération de solitons (voir figure 1.12), a été très largement étudié. Il permet la génération de supercontinuum de 400 nm à 2700 nm en injectant des impulsions ultra-courtes de quelques femto-secondes dans une PCF monomode [15].

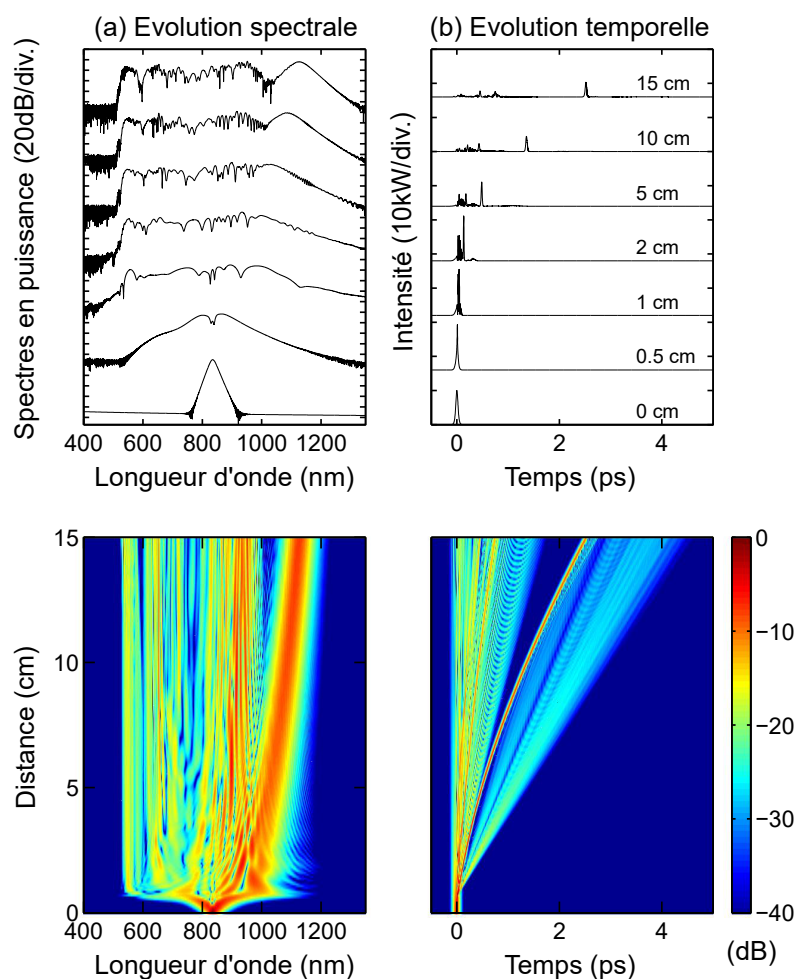


Figure 1.12 – (a) Simulation (a) spectrale et (b) temporelle de l'évolution en fonction de la distance pour une puissance crête initiale de 10 kW de la génération d'un supercontinuum lors d'un pompage en régime femtoseconde (50 fs) en régime de dispersion anormal à 835 nm dans une fibre PCF avec un zéro de dispersion à 780 nm. La génération du SC se déroule sur 15 cm avec une dynamique solitonique et génération d'onde dispersive. La même évolution en fausse couleur est présentée en dessous. Figures adaptées de [15].

Le tableau 1.3 résume les dynamiques de génération de supercontinuum pour les différents régimes de dispersion d'une fibre optique monomode.

Impulsion	Régime de dispersion	Effets non-linéaires
longue (nano- à picoseconde)	normale	SPM, XPM, FWM, SRS
longue (nano- à picoseconde)	anormale	MI, SSFS, FWM, XPM, SRS
ultra-courte (femtoseconde)	normale	SPM, XPM, SRS
ultra-courte (femtoseconde)	anormale	SSFS, FWM, XPM, SRS

Tableau 1.3 – Résumé des conditions des différentes dynamiques pour la génération de supercontinuum dans une fibre optique monomode.

L'interprétation des résultats expérimentaux, l'identification et la compréhension des effets

non-linéaires impliqués dans les différentes dynamiques données en tableau 1.3 sont soutenues par des simulations de la propagation d'une impulsion dans une PCF monomode utilisant la GNLSE (equation 1.63) [15]. Il en va de même avec la partie suivante consacrée aux fibres multimodes avec dans leur cas l'adaptation de la GNLSE pour prendre en compte les propriétés multimodales des impulsions se propageant dans la fibre multimode.

Différentes adaptations sont disponibles dans la littérature, références qui pourront généralement être retrouvées au travers des citations utilisées au fil du texte. Cependant, la référence [57] est particulièrement conseillée car elle donne une adaptation remarquable et pleinement détaillée de simulation possible, particulièrement pour le cas des fibres multimodes.

De plus, lorsque le cas des fibres multimodes est à prendre en compte, il faut faire la distinction entre fibres multimodes à gradient d'indice et fibres multimodes à saut d'indice. Comme expliqué dans la section précédente, certains phénomènes non-linéaires sont typiquement observés seulement dans les fibres à gradient d'indice, à cause des propriétés intrinsèques de la propagation des faisceaux lumineux découlant de ce gradient d'indice.

Impulsion	Régime de dispersion	Effets non-linéaires	Symboles
longue (ns- à ps)	normale	IM-MI(†), IMFWM, SRS, GPI	*
longue (ns- à ps)	anormale	MI, SSFS, FWM, XPM, SRS	**
ultra-courte (fs)	normale	MM-S, XPM, FWM, SRS	⊗
ultra-courte (fs)	anormale	MM-S, FWM, XPM, SRS	⊗⊗

Tableau 1.4 – Résumé des conditions des différentes dynamiques pour la génération de supercontinuum dans les fibres multimodes. Les Symboles permettent, dans le texte, de renvoyer aux différents régimes. († cf. [94], ** cf. [57]).

Les différents résultats expérimentaux obtenus avec des fibres à gradient d'indice multimodes, recensés en [16], dirigent leur utilisation optimale vers le nettoyage de faisceau, en vu d'application de laser à haute puissance avec choix de la forme du faisceau de sortie ; et vers l'instabilité paramétrique géométrique (GPI) permettant la génération de nouvelles composantes spectrales. Cependant ce phénomène d'instabilité géométrique ne permet pas de larges cascades. En effet, le fort élargissement spectral dans la partie visible du spectre est généralement dû à des mélanges intermodaux à quatre ondes (IMFWM)* [77], puis la GPI* intervient générant de nouvelles fréquences en cascade et ainsi un supercontinuum arrivant à la limite de 450 nm dans le visible lors d'un pompage dans le régime de dispersion normal de la fibre à gradient d'indice fortement multimode. Le supercontinuum peut s'étendre de 450 nm à 2400 nm avec l'interaction des phénomènes de diffusion Raman stimulée (SRS)*, de IMFWM* et de GPI* pour la génération de la partie infra-rouge du spectre [95, 96].

La combinaison de la propriété du gradient d'indice dans le cœur de la fibre fortement multimode avec une variation graduelle de la taille du diamètre du cœur de celle-ci permet, lors d'un pompage dans le régime de dispersion anormale avec des impulsions ultra-courtes (400 fs), la génération de supercontinua avec l'interaction complexe de solitons multimodes (MM-S)^{⊗⊗} et de la diffusion Raman stimulée (SRS) pour la partie infrarouge du spectre. La partie visible du supercontinuum repose sur la génération d'ondes dispersives particulières (DWs) à partir des MM-S via le processus de FWM^{⊗⊗}. Ces DWs sont générées dans le bleu de la partie visible du spectre, proche de la lumière ultraviolette [93]. La dynamique de la génération d'un supercontinuum pour un pompage dans le régime de dispersion normale avec des impulsions ultra-courtes (400 fs) est due à l'interaction des phénomènes non-linéaires tels que MM-Solitons[⊗], DWs[⊗] et SRS[⊗] [93]. Lors d'un pompage dans le régime de dispersion normale de la fibre fortement multimode avec des impulsions longues (400 ps) [93], la génération d'un

supercontinuum est observée de 450 nm à 2400 nm avec une dynamique similaire à celles observées en référence [77, 95, 96], impliquant les effets non-linéaires dans le tableau 1.4 partie *. Ce supercontinuum a la particularité d'être monomode sur toute son étendue spectrale grâce au phénomène non-linéaire de nettoyage de faisceau Kerr [93]. La particularité de la variation du diamètre du cœur en gradient d'indice de la fibre fortement multimode étudiée en référence [93] n'est pas incompatible avec la généralisation des phénomènes non-linéaires observés et listés dans le tableau 1.4 pour des fibres fortement multimode à gradient d'indice. En effet, cette particularité provoque une accélération des phénomènes non-linéaires et une différence dans leurs interactions [93], mais les phénomènes non-linéaires impliqués restent les mêmes que ceux donnés en tableau 1.4 [16, 57, 97, 98, 99].

Les fibres fortement multimodes à gradient d'indice ont attiré une attention méritée [16] mais qui s'est développée au détriment des fibres à saut d'indice faiblement multimodes ou largement multimodes. A notre connaissance, quelques études ont été réalisées sur des fibres à saut d'indice à profil particulier [100] ou des fibres à saut d'indice à modes d'ordre supérieur [101, 102, 103, 104] ou encore sur des fibres à cristaux photoniques à profil singulier [105, 106, 107, 108, 109, 110, 111, 112, 113, 114]. C'est pourquoi les travaux expérimentaux de cette thèse se porteront sur l'investigation des phénomènes non-linéaires impliqués dans la génération d'un supercontinuum lors d'un pompage dans le régime de dispersion normale de fibres faiblement multimodes ou multimodes à saut d'indice.

1.7/ Conclusion

Dans ce chapitre 1, nous avons brièvement résumé les caractéristiques fondamentales des fibres optiques en vue d'étudier les effets linéaires et non-linéaires subis par l'impulsion au cours de sa propagation dans les fibres monomodes et multimodes. Les effets linéaires des différents types de dispersion et les effets non-linéaires des mélanges à quatre ondes intermodaux ont été plus largement développés, dans l'optique de soutenir les études expérimentales sur des fibres à saut d'indice multimodes dans leurs régimes de dispersion normale présentées dans les chapitres suivants. Ces analyses expérimentales sont faites dans le but d'obtenir des élargissements spectraux, particulièrement dans le visible et l'ultraviolet.

2

Fibre faiblement multimode à saut d'indice

2.1/ Introduction

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, l'objectif général de cette thèse est d'étudier la génération de nouvelles fréquences optiques à partir du mélange à quatre ondes intermodal dans différentes classes de fibres optiques multimodes. Dans ce chapitre, nous présentons les résultats du cas particulier d'une fibre à saut d'indice faiblement multimode avec des expériences où cette même fibre est expérimentalement testée à deux longueurs d'onde différentes : à 532 nm dans le visible et à 1064 nm dans le proche infrarouge. Comme nous le verrons, les spectres observés montrent de nombreux pics discrets bien définis, et nous utilisons le formalisme de mélange à quatre ondes développé dans le chapitre précédent pour interpréter ces pics en termes de processus spécifiques de mélanges paramétriques intermodaux.

2.2/ Etude de la fibre

Avant de présenter nos résultats pour la caractérisation expérimentale des profils de mode et des spectres, nous discutons d'abord de la structure de la fibre utilisée et déterminons les caractéristiques des paramètres de dispersion modale qui entrent en compte dans l'équation 1.91 (voir Chapitre 1) et qui déterminent les conditions d'accords de phase du mélange intermodal à quatre ondes.

2.2.1/ Etude des propriétés de dispersion modale en fonction du dopage

Comme nous l'avons vu dans la section 1.5.1.3 du Chapitre 1, COMSOL est un puissant solveur numérique par éléments finis pour les problèmes multiphysiques et, dans notre cas, il a été appliqué à la solution numérique de l'équation modale de Helmholtz 1.34 pour déterminer les modes de fibres guidés et leurs constantes de propagation associées aux fibres examinées dans cette thèse. Le profil d'indice de réfraction est considéré comme un modèle qui tient compte de la géométrie de la fibre (dispersion du guide d'ondes) ainsi que de la composition du matériau et des indices de réfraction associés. Ces paramètres sont nécessaires aux simulations COMSOL.

L'objectif est de calculer le paramètre β_2 sur une plage de longueurs d'onde étendue de 400-2000 nm correspondant aux longueurs d'onde attendues générées expérimentalement. Il est en fait possible de construire un modèle pour le profil de l'indice de réfraction qui nous permet de déterminer le paramètre β_2 sur toute la plage de longueur d'onde ciblée. Toutefois, les données disponibles pour cette fibre n'ont été spécifiées qu'à une longueur d'onde. Il s'agit d'un profil d'indice de réfraction mesuré à 1550 nm montré en figure 2.1 [115], et deux mesures directes du paramètre β_2 pour les modes LP01 et LP11 à 1550 nm [116], soit $\beta_2 = -0.0284 \text{ ps}^2 \text{ m}^{-1}$ pour le LP01 et de $\beta_2 = -0.0283 \text{ ps}^2 \text{ m}^{-1}$ pour le LP11.

L'essentiel ici est d'utiliser ces données très limitées pour déterminer les valeurs de dopage des composants Fluor (F) et germanium (Ge) de la fibre.

A cette fin, nous construisons un modèle de saut d'indice plus simple pour ajuster le profil d'indice de réfraction mesuré (la ligne pointillée verte de la figure 2.1). Ici, l'indice de réfraction de base repéré en 1.10^{-3} (en figure 2.1) de 1,4440 (à 1550 nm) est celui de la silice, et nous voyons les effets typiques des dopants avec une diminution de l'indice dans la gaine (autour d'un rayon de 10 μm) dû au dopage F et l'indice accru dans le noyau central dû au dopage Ge. Ce sont les pourcentages de ces dopants qui sont inconnus dans notre cas, mais ce sont bien sûr les paramètres nécessaires pour le calcul des indices de ces matériaux en fonction de la longueur d'onde. Ces indices des matériaux sont ensuite utilisés pour le calcul des indices effectifs et donc pour la courbe de dispersion.

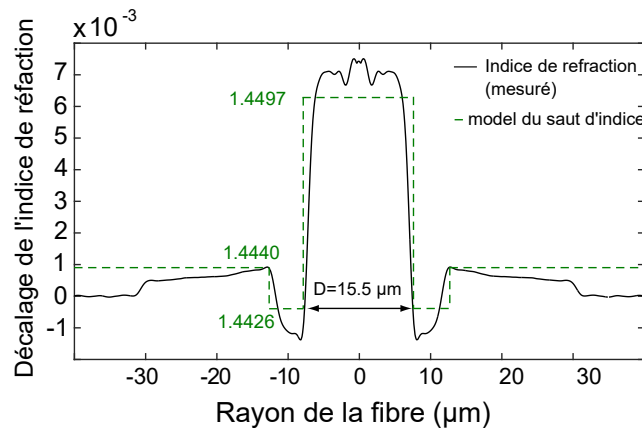


Figure 2.1 – Profil d'indice de la fibre à saut d'indice faiblement multimode expérimental et en vert celui pris pour la modélisation. Des exemples de valeurs des indices des matériaux sont donnés en vert sur le modèle pour chaque région distincte : silice avec $n = 1.4440$, silice dopée au fluor (F) $n = 1.4426$ et silice dopée au germanium (Ge) $n = 1.4497$. Ce profil est donné avec aucune indication de pourcentage de dopant.

Pour déterminer ces valeurs de dopage, nous avons utilisé COMSOL pour calculer les propriétés de dispersion modale pour les modes LP01 et LP11 pour des pourcentages de dopant allant de 0,05 à 0,2 % pour F [117] et 3 à 4 % pour Ge [118]. En utilisant les équations de Sellmeier, nous calculons la dispersion sur une plage de longueurs d'onde étendue, puis nous déterminons la valeur du paramètre β_2 correspondante à 1550 nm. Ces résultats sont présentés à la figure 2.2.

Dans une étude préalable, la recherche des valeurs des dopants pour obtenir les valeurs exactes des coefficients de dispersion de la vitesse de groupe a été conduite et propose ses propres adaptations de l'équation de Sellmeier donnant les valeurs des indices de la silice dopée Ge et dopée F estimés pour le modèle en vert donné en figure 2.1. Cette étude conclue que les valeurs des pourcentages de ces dopants sont 3.75 % pour un dopage en germanium et 0.15 % pour un dopage au fluor pour correspondre précisément aux valeurs des paramètres β_2 expérimentales pour les deux modes LP01 et LP11 à 1550 nm. Un écart important est trouvé entre les pourcentages des dopants donnés de la préforme de la fibre (6 % pour le dopage en germanium et quelques pourcents pour le fluor) et ceux calculés pour la fibre. Pour valider l'étude préalable, nous avons fait une étude sur les valeurs des paramètres β_2 à 1550 nm pour les deux modes LP01 et LP11 en fonction du dopage en germanium [118] et du dopage en fluor [117] avec pour but d'être au plus près des valeurs expérimentales des paramètres β_2 .

La figure 2.2 (a) montre les valeurs du paramètre β_2 pour le mode fondamental LP01 à 1550 nm en fonction du pourcentage des dopants et la figure 2.2 (b) montre les valeurs du paramètre β_2 pour le mode fondamental LP11 à 1550 nm en fonction du pourcentage des dopants. Les figures 2.2 (a) et (b) sont très similaires, ce qui montre que les valeurs des paramètres β_2 à 1550 nm des modes LP01 et LP11 sont très proches et leurs variations en fonction du pourcentage des dopants identiques. Ces variations des valeurs de la dispersion sont très faibles en fonction du dopage F surtout pour les valeurs des paramètres β_2 négatives (domaine de dispersion anormal) par rapport aux variations en fonction du dopage Ge. On s'intéressera donc par la suite à faire varier seulement le pourcentage du dopant Ge. Les figures 2.2 (a) et (b) donnent les valeurs des équations théorique pour estimer que pour celles les plus rapprochées aux valeurs [116] de $\beta_2 -0.0284\text{ps}^2\text{m}^{-1}$ pour le LP01 et de $-0.0283\text{ps}^2\text{m}^{-1}$ pour le LP11.

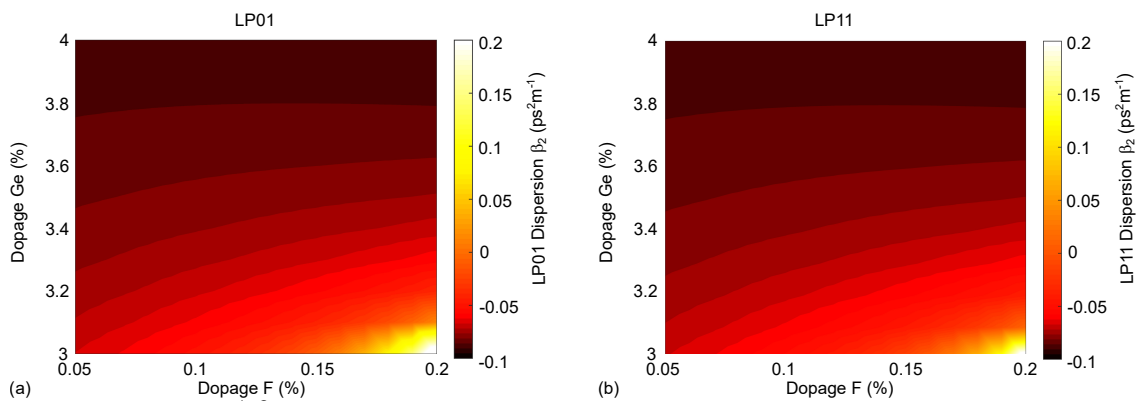


Figure 2.2 – (a) Variation de la valeur de la dispersion de la vitesse de groupe (β_2) du mode LP01 à 1550 nm en fonction du dopage de germanium et de fluor en pourcentage. (b) Variation de la valeur de la dispersion de la vitesse de groupe (β_2) du mode LP11 à 1550 nm en fonction du dopage de germanium et de fluor en pourcentage.

On trouve une valeur de dopage Ge de 3.1 % et dopage F de 0.2 % correspondant pour la valeur la plus rapprochée du paramètre β_2 sur la figure 2.2 (a) et un dopage Ge de 3 % et de 0.2 % pour le dopage F correspondant pour la valeur la plus rapprochée du paramètre β_2 sur la figure 2.2 (b). Ces valeurs restent très similaires à celles données par l'étude préalable, ce qui en confirme le choix de leur utilisation. Afin de vérifier ce choix, on utilisera les équations de Sellmeier avec la valeur de 3.275 % et de 3.75 % pour le dopage Ge avec une même valeur de dopage F de 0.15 %.

Afin de valider la géométrie choisie pour le modèle et les valeurs des pourcentages des dopants pris dans les équations de Sellmeier utilisées dans la simulation sous COMSOL des indices effectifs et constantes de propagation β des différents modes supportés par la fibre, une étude expérimentale est menée avec une source laser à 532 nm. Cette longueur d'onde est choisie car elle se situe dans le domaine de dispersion normale de la fibre loin de la longueur d'onde du zéro de dispersion (similaire à celui établi pour les fibres standards silice, soit donné à 1300 nm). Cela permet de générer principalement des mélanges à quatre ondes intermodaux autour de la longueur d'onde de la source laser injectée dans la fibre faiblement multimode à saut d'indice. De plus, à 532 nm cette fibre est considérée multimode. Ces mélanges paramétriques intermodaux vont nous permettre de comparer les calculs d'accord de phase théoriques avec les résultats expérimentaux. En effet les calculs d'accords de phase théoriques utilisent les valeurs des paramètres β_1 et β_2 calculés à partir des indices effectifs (voir les calculs détaillés en chapitre 1). Ces indices effectifs sont simulés pour deux pourcentages de Ge, soit un pourcentage de 3.275 %, valeurs donnant la meilleure correspondance pour la comparaison avec les résultats expérimentaux obtenus pour une source laser à 532 nm, et de 3.75 %, valeur donnée par l'étude préalable donnant les valeurs exactes des β_2 pour les modes LP01 et LP11 à 1550 nm. Comme vu précédemment avec l'étude de la variation du paramètre β_2 en fonction des deux dopants, ce paramètre β_2 varie très faiblement en fonction du dopage F par rapport au dopage Ge, on choisit alors de garder la valeur de dopage F à 0.15 %. Tout cela est fait dans le but de valider le bon modèle théorique (principalement le pourcentage du dopant Ge) de la fibre faiblement multimode à saut d'indice pour pouvoir comprendre les phénomènes pouvant être générés lors d'une étude à 1064 nm.

2.2.2/ Calculs des propriétés de dispersion modale à 532 nm

Dans la section précédente, le but a été défini de comparer les calculs d'accord de phase théorique avec les données expérimentales. Avant d'exposer les résultats expérimentaux et ensuite leurs analyses, on rappelle brièvement les calculs d'accords de phase intermodaux théoriques. Pour un accord de phase intermodal comme vu dans le Chapitre 1, deux conditions sont à respecter. La première est la conservation de l'énergie, exprimée en terme de longueur d'onde

$$\frac{2}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_i} + \frac{1}{\lambda_s}, \quad (2.1)$$

où λ_s , λ_i , λ_p , pour les longueurs d'onde signal, idler et de la pompe, respectivement. La deuxième condition est la conservation du moment, ou la conservation de la quantité de mouvement, ou accord de phase :

$$\Delta\beta = (\beta_1^k - \beta_1^j)\Omega + (\beta_2^j + \beta_2^k)\frac{\Omega^2}{2} = 0, \quad (2.2)$$

avec $\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{1}{c}(n + \omega \frac{dn}{d\omega})$ l'inverse de la vitesse de groupe v_g à la longueur d'onde de pompe et $\beta_2 = \frac{1}{c}(2\frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2})$ la dispersion de la vitesse de groupe à la longueur d'onde de pompe. Les indices k et j sont utilisés pour annoter les différents modes. A partir de ces équations on déroule celles qui permettent de calculer les fréquences angulaires de l'idler et du signal, soit :

$$\omega_i^k = \frac{2(\beta_1^j - \beta_1^k)}{(\beta_2^j + \beta_2^k)} + \omega_p, \quad \omega_s^j = \omega_p - \frac{2(\beta_1^j - \beta_1^k)}{(\beta_2^j + \beta_2^k)}, \quad (2.3)$$

avec $\Omega = \omega_p - \omega_s^j = \omega_i^k - \omega_p > 0$. On retrouve les longueurs d'onde des signaux et idlers avec $\lambda = 2\pi c/\omega$.

Pour pouvoir faire les calculs des accords de phases intermodaux, les paramètres de dispersion sont calculés à 532 nm pour seize modes guidés dans la fibre à saut d'indice multimode à 532 nm. Ces paramètres sont montrés pour les pourcentages de germanium 3.275 % et de fluor 0.15 %. La figure 2.3 (a) montre les indices effectifs de ces modes sur la plage de longueurs d'onde estimée pertinente par rapport aux résultats expérimentaux, soit de 520 nm à 540 nm. En figure 2.3 (b) sont rappelés les images des seize modes linéairement polarisés en fausses couleurs, soit LP01, LP11, LP21, LP02, LP31, LP12, LP41, LP22, LP03, LP51, LP32, LP13, LP42, LP61, LP23 et LP71, respectivement. Ces seize modes ont été choisis pour les calculs avec COMSOL car ils ont été vus expérimentalement. Les figures 2.3 (c) et (d) montrent les paramètres de dispersion nécessaires aux calculs d'accord de phase vus ci-dessus, soit l'inverse de la vitesse de groupe β_1 et la dispersion de la vitesse de groupe β_2 .

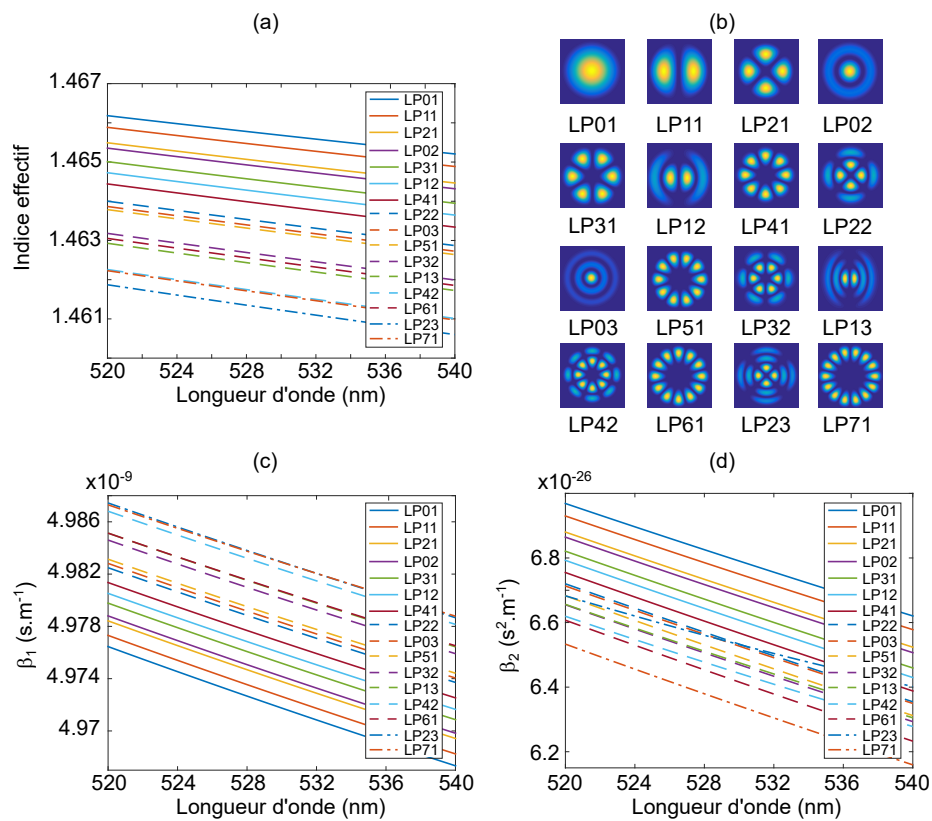


Figure 2.3 – (a) Indice effectifs des seize modes supportés par la fibre à 532 nm en fonction de la longueur d'onde. (b) Les images des modes LP01, LP11, LP21, LP31, LP02, LP31, LP12, LP41, LP22, LP03, LP51, LP32, LP42, LP61, LP23 et LP71 en fausses couleurs. (c) Inverse de la vitesse de groupe β_1 en fonction de la longueur d'onde pour chaque mode. (d) Dispersion de la vitesse de groupe β_2 en fonction de la longueur d'onde pour chaque mode.

2.3/ Génération de mélanges paramétriques intermodaux

Une analyse expérimentale est conduite dans un premier temps avec une source laser à 532 nm afin de se focaliser sur une étude des mélanges paramétriques intermodaux dans la fibre. Nous allons dans cette partie présenter nos résultats pour la caractérisation expérimentale des profils de modes et des spectres.

Tout d'abord, un continuum va être généré pour une puissance injectée. Son évolution en fonction de la puissance va montrer qu'il y a une puissance caractéristique optimale pour la génération des mélanges à quatre ondes intermodaux. Une étude plus fine va être alors réalisée sur les mélanges à quatre ondes en fonction de la puissance. Celle-ci permettra de mettre en évidence des modes caractéristiques. Comme les modes sont dépendants de la position d'injection, ils n'apparaissent pas tous lors de cette étude, c'est pourquoi une analyse des modes générés avec différentes injections va être conduite. Cette analyse va montrer les différents modes qui seront observés expérimentalement à travers les mélanges paramétriques intermodaux, et ceux qui seront sélectionnés pour la comparaison avec les calculs d'accord de phase théoriques. Les résultats expérimentaux seront ensuite comparés avec les calculs théoriques dans une dernière partie.

2.3.1/ Montage expérimental

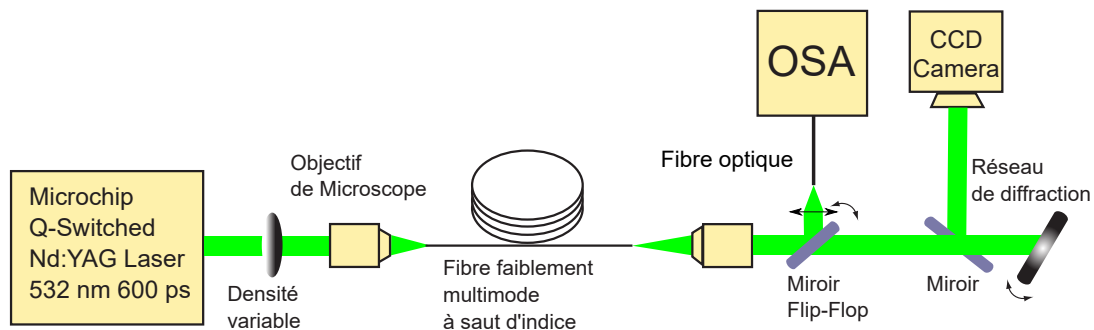


Figure 2.4 – Montage expérimental pour une pompe à 532 nm.

La figure 2.4 montre le montage expérimental utilisé pour la génération des mélanges paramétriques intermodaux. Il est composé d'une source laser passif Q-switched Nd :YAG microchip (Teemphotonics microchip™ series) 532 nm avec une durée d'impulsion de 600 ps. La puissance crête maximale est de 8 kW et moyenne de 25 mW. Cette source laser est appelée "pompe" par la suite. Le faisceau laser est injecté grâce à un objectif Olympus Thorlabs x10 avec une distance de travail de 10.6 mm. Celui-ci est positionné devant l'entrée de fibre et est contrôlé par une table nanomax à 3 axes. La puissance d'entrée injectée est contrôlée par une densité variable. Ensuite la sortie de fibre est collectée grâce à objectif x10 qui transmet la lumière à un miroir flip-flop. Ce miroir réfléchit le faisceau soit vers une fibre multimode à large coeur connectée sur un analyseur de spectre optique (OSA), ici Yokogawa AQ6373 (350 nm à 1200 nm), soit vers un réseau de diffraction 600 trait/mm qui renvoie le faisceau sur un miroir, le réfléchissant sur une camera CCD DCU224x avec une résolution de 1280x1024 pixels. Ce système composé d'un réseau, d'un miroir et d'une caméra est considéré comme notre système d'imagerie. Celui-ci va permettre d'imager les modes impliqués dans les mélanges à quatre ondes. De plus, grâce à la mise en place d'un rallongement du parcours du faisceau de lumière grâce au miroir, l'image faite sur la caméra des modes est réalisée alors à l'infini. C'est pourquoi on considère ce système d'imagerie en champ proche. Aucun traitement d'image particulier ne sera nécessaire pour visualiser les images des modes linéairement polarisés. La puissance en sortie de fibre est mesurée avec un puissance-mètre photodiode Thorlabs S130C .

2.3.2/ Génération d'un continuum avec une source laser à 532 nm

Dans un premier temps, la pompe à 532 nm est injectée dans une longueur de fibre de 50 m. On optimise cette injection pour obtenir le meilleur coefficient de couplage. Celui-ci atteint les 72 %, pour une puissance en sortie de fibre mesurée de 18 mW. En prenant cette première condition de couplage fixe, on étudie le faisceau optique en sortie de fibre en fonction de la puissance mesurée en sortie de fibre. Les spectres correspondants sont montrés en figure 2.5 (a).

La figure 2.5 (a) montre l'évolution des spectres optiques en fonction de la puissance avec, de bas en haut, la puissance en sortie de fibre de 3.4 mW, 4.3 mW, 12.5 mW et 17.3 mW. Pour une puissance faible à 3.4 mW, on observe uniquement la génération du premier ordre Raman (R_1) à 544 nm avec un décalage classique en fréquence de 13.2 THz pour la silice. En augmentant la puissance à 4.3 mW, on voit apparaître sur le deuxième spectre l'augmentation en puissance de la génération du Raman avec la génération de son anti-stokes Raman (AS_1) à environ 515 nm.

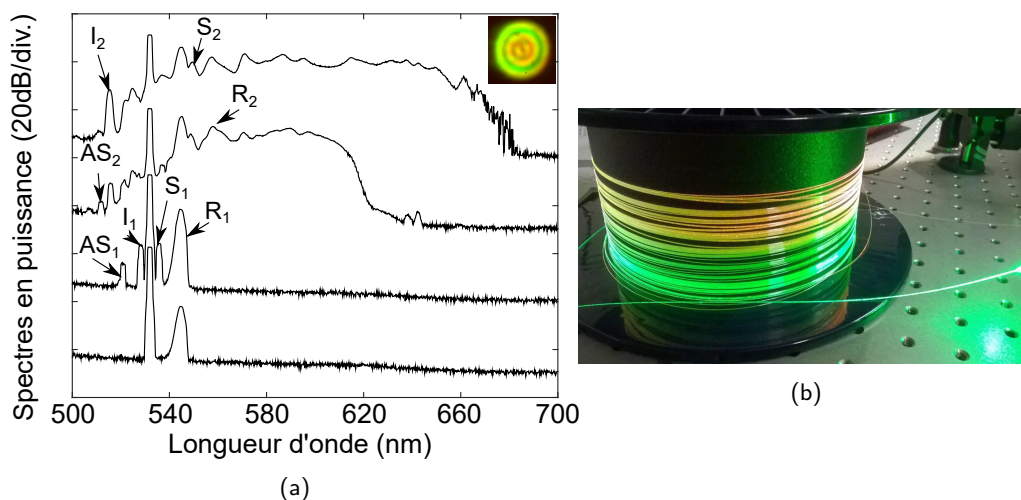


Figure 2.5 – (a) Spectres expérimentaux en sortie de fibre faiblement multimode à saut d'indice de 50 m de longueur en fonction de l'évolution de la puissance mesurée en sortie de fibre (de bas en haut) 3.7 mW, 4.3 mW, 12.5 mW et 17.3 mW. Sur le second spectre pour une puissance de 4.3 mW, les pics sont annotés : Anti-Stokes Raman n°1 (AS_1) à environ 515 nm, Idler n°1 (I_1) à 528.8 nm, Signal n°1 (S_1) à 535.2 nm et premier ordre Raman (R_1) à 544 nm. Sur le troisième spectre pour une puissance de 12.5 mW, les pics sont annotés : Anti-Stokes Raman n°2 (AS_2) à environ 511 nm et le second ordre Raman (R_2) à 557 nm. Sur le dernier spectre à puissance maximale de 17.3 mW, les pics sont annotés : Idler n°2 (I_2) à 515.6 nm et le Signal n°2 (S_2) à 549.6 nm. L'image de la partie dans le visible du spectre optique de la sortie de fibre positionnée en haut à droite montre des modes mixés. (b) Photo de la fibre faiblement multimode à saut d'indice avec une longueur de 50 m pompée à 532 nm avec génération à puissance maximale 17.3 mW d'un continuum de 515 nm à 680 nm correspondant au spectre à la même puissance en (a).

On observe aussi la génération, très proche de la pompe à 532 nm, d'un mélange intermodale à quatre ondes avec l'idler (I_1) pointé à 528.8 nm et avec le signal (S_1) pointé à 535.2 nm. En continuant d'augmenter la puissance à 12.5 mW, un continuum commence à être généré de 511 nm à 625 nm. Il est dû à une cascade Raman d'au moins 6 ordres, avec les deux premiers ordres suffisamment intenses pour être visibles sur le continuum. Comme le premier ordre Raman, le second ordre Raman (R_2) à 557 nm génère sont anti-stokes (AS_2) pointé à 511 nm. A puissance maximale 17.3 mW, le continuum, généré grâce à la cascade Raman, s'étend de 511 nm à 680 nm (du vert au rouge). L'image de la partie dans le visible du spectre optique de la sortie de fibre positionnée en haut à droite montre des modes mixés, le continuum n'est pas monomode. On voit à pleine puissance la forte augmentation de la génération d'un second mélange paramétrique intermodal avec l'idler (I_2) à 515.6 nm et le signal (S_2) à 549.6 nm. La photo du continuum est présentée en figure 2.5 (b).

L'élargissement spectral n'est observé que vers le rouge. Cela est dû à une faible génération de mélanges intermodaux à quatre ondes, où seulement deux sont observés et restent fins sans élargissement spectral. Cela justifie d'autre part l'absence d'interaction entre la cascade Raman et le processus de mélange paramétrique intermodal. En effet ce sont les mélanges à quatre ondes et le processus d'interaction situé juste ci-avant qui auraient permis l'élargissement spectral vers le bleu comme cette fibre est pompée dans son régime de dispersion fortement normale.

Ces spectres ont été générés avec une injection optimisée pour un couplage maximal de la puissance dans la fibre. Or ces spectres ne montrent la génération que de deux mélanges paramétriques intermodaux, pour une puissance relativement faible en sortie de fibre de 4.3 mW

hors du continuum pour le premier et pour une puissance en sortie de fibre de 17.3 mW pour le second généré dans le continuum. C'est pourquoi on peut en déduire que cette injection n'est optimale que pour la génération d'un continuum via la cascade Raman. La cascade Raman est en effet un processus avec une puissance palier à dépasser pour permettre d'avoir suffisamment de gain pour la générer (cf. Chapitre 1), alors que le processus de mélange à quatre ondes dépend fortement des conditions d'injection, qui impliquent l'excitation de différents modes en entrée de fibre. Ce processus dépend aussi de la puissance en fonction des modes d'ordre élevés (par exemple LP32, ou LP61) préférentiellement excités qui ont plus de pertes durant leur propagation que les modes d'ordre moins élevés (exemple LP01, ou LP11).

2.3.3/ Couplages intermodaux avec une source laser à 532 nm

Dans un deuxième temps, après une optimisation de l'injection pour obtenir le meilleur couplage de la puissance injectée dans la fibre, qui permet la génération d'un continuum, l'étude est focalisée sur les mélanges intermodaux à quatre ondes. Tout d'abord, avec cette même injection gardée constante, une variation de la puissance de la pompe injectée est étudiée. Le suivi de cette variation de puissance injectée sera fait via la mesure de la puissance en sortie de la fibre, grâce à une injection gardée constante qui correspond au meilleur couplage obtenu. Cette étude permettra d'observer la sensibilité des mélanges à quatre ondes en fonction de la puissance. Ensuite, une deuxième étude sera réalisée pour voir l'évolution des mélanges paramétriques intermodaux en fonction de la variation de l'injection, pour une puissance injectée constante. Après ces deux études qui permettront l'identification des modes excités expérimentalement avec leur spectre optique, une comparaison entre ces résultats expérimentaux et les calculs d'accords de phase théoriques sera présentée pour conclure l'étude globale.

2.3.3.1/ Etude des couplages intermodaux en fonction de la puissance

En gardant une injection constante, et donc le couplage de 72 % de la puissance injectée par rapport à la puissance de sortie, on étudie les mélanges paramétriques intermodaux en fonction de l'évolution de la puissance en sortie de fibre. Lors de la génération du continuum, deux mélanges paramétriques intermodaux (voir figure 2.5) ont été générés, dont un avant la génération de la cascade Raman pour une puissance en sortie de 4.3 mW. Pour pouvoir imager clairement avec la caméra CCD le faisceau optique venant du réseau sans la génération du continuum, la puissance en sortie va varier entre 3.4 mW et 10.3 mW.

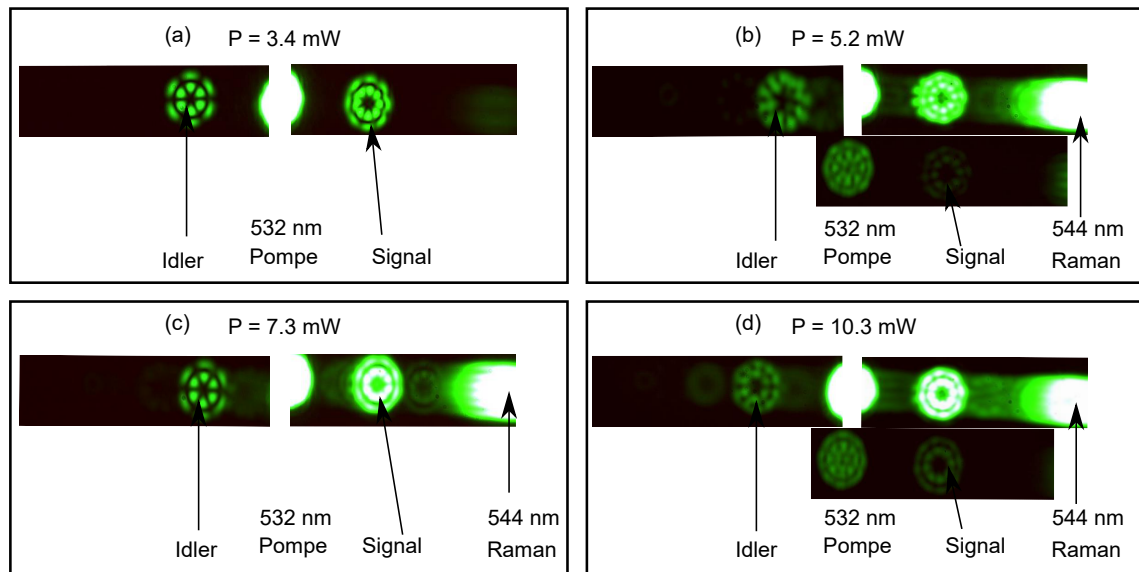


Figure 2.6 – Images des modes pour le couplage optimale. (a) Images pour une puissance de 3.4 mW. De gauche à droite, la figure montre d'abord un idler dans le mode LP32, puis la pompe à 532 nm qui sature l'image, puis un signal dans le mode LP42. (b) Images pour une puissance de 5.2 mW. De gauche à droite, la figure montre des idlers, dont un dans le mode LP51, ensuite la pompe à 532 nm qui sature l'image, ensuite des signaux dont un dans un mode LP42, et enfin on voit le Raman à 544 nm qui lui aussi sature l'image. La photo du dessous montre une image de la pompe sans être saturée grâce à l'utilisation d'atténuateur de puissance. Cette photo montre la pompe dans un mode mixé. (c) Images pour une puissance de 7.3 mW. De gauche à droite, la figure montre d'abord un idler de nouveau dans le mode LP32, puis la pompe à 532 nm qui sature l'image, puis un signal dans le mode LP42 et enfin le Raman à 544 nm qui sature aussi l'image. (d) Images pour une puissance de 10.3 mW. De gauche à droite, la figure montre des idlers, ensuite la pompe à 532 nm qui sature l'image, ensuite des signaux, et enfin on voit le Raman à 544 nm qui lui aussi sature l'image. La photo du dessous montre une image de la pompe sans être saturée grâce à l'utilisation d'atténuateur de puissance. Cette photo montre la pompe dans un mode mixé et le mode du signal moins saturé, on y reconnaît le mode LP42.

La figure 2.6 montre quatre cas pour quatre différentes puissances en sortie de fibre, de 4.3 mW, 5.2 mW, 7.3 mW et 10.3 mW en (a), (b), (c) et (d), respectivement. En figure 2.6 (a), on voit d'abord l'idler en courte longueur d'onde, puis la pompe à 532 nm qui sature l'image et enfin le signal dans les grandes longueurs d'onde. On peut clairement identifier l'idler dans le mode LP32 (cf. figure 2.3 (b)) et le signal dans le mode LP42.

En augmentant la puissance d'injection, on obtient les images en figure 2.6 (b). On y voit clairement un changement des mélanges paramétriques intermodaux dont plusieurs générés. On reconnaît un des idlers dans le mode LP51. La pompe à 532 nm est aussi imagée séparément pour ne pas saturer la caméra, on y voit que celle-ci est dans plusieurs modes mixés. On y repère aussi pour l'un des signaux différents modes dont de nouveau le LP42. Dans l'image où la pompe sature la caméra, on retrouve le même signal, et les autres modes des signaux générés sont difficiles à identifier. Le spot saturant la caméra en fin d'image est celui du premier ordre Raman généré à 544 nm.

La puissance en sortie est de nouveau augmentée sans que l'injection soit touchée. Le résultat est montré en figure 2.6 (c). On y retrouve les mêmes idlers et signaux générés qu'en figure 2.6 (a), cependant on y voit plusieurs autres mélanges paramétriques intermodaux mais générés moins efficacement. Ces images ne permettent pas d'en identifier clairement les modes.

En atteignant la limite de puissance fixée précédemment, soit 10.3 mW en sortie de fibre,

on obtient les images en figure 2.6 (d). On y voit beaucoup de mélanges paramétriques intermodaux générés, mais seulement un clairement identifiable, avec cette fois-ci l'idler dans un mode difficile à reconnaître : soit LP32, soit LP42, mais pas aussi nette que dans la figure précédente ; un signal dans le mode LP52 (saturant la caméra), et un autre signal dans le mode LP61. Le premier ordre Raman à 544 nm se retrouve en fin d'image, saturant la caméra. La pompe à 532 nm est imagée dans une photo à part, qui montre le même mélange de modes mixés que la figure 2.6 (b).

Cette étude des modes des mélanges paramétriques intermodaux permet d'identifier quelques modes guidés et efficacement générés dans cette fibre. Cependant, seul un des mélanges paramétriques intermodaux est clairement identifié, avec l'idler dans le mode LP32 et le signal dans le mode LP42 qui se retrouvent imagés en figure 2.6 (a) et (c). Cela montre la stabilité de ce mélange intermodal à quatre ondes en fonction de la variation de la puissance. Cependant pour avoir une étude plus précise de ces mélanges paramétriques intermodaux, l'injection va être variée pour une puissance d'injection gardée constante.

2.3.3.2/ Etude des couplages intermodaux en fonction de l'injection

Après une étude brève de ces couplages intermodaux en fonction de la puissance, on fait varier l'injection. La puissance injectée est gardée constante et la puissance en sortie de fibre est contrôlée pendant cette étude. En jouant sur l'injection, les modes attendus théoriquement sont vus expérimentalement. Les images expérimentales des modes sont montrées en figure 2.7 (a) avec en comparaison le rappel des modes théoriques en figure 2.7 (b).

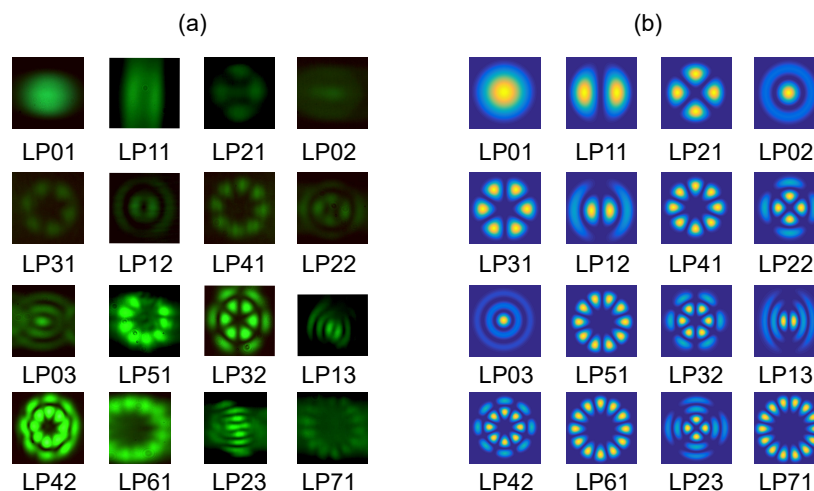


Figure 2.7 – Comparaison entre les images des modes expérimentaux avec les modes LP01, LP11, LP21, LP02, LP31, LP12, LP41, LP22, LP03, LP51, LP32, LP13, LP42, LP61, LP23, LP71 en (a) et ceux attendus théoriquement du LP01 au LP71 en (b).

On se focalise maintenant sur l'imagerie des modes en même temps que la prise de spectres optiques correspondants. Les mélanges paramétriques intermodaux sont recherchés proches de la pompe pour pouvoir imager sur la caméra simultanément les modes de l'idler et du signal. La puissance injectée est gardée constante. Les résultats expérimentaux sont obtenus en figure 2.8 pour l'imagerie des modes.

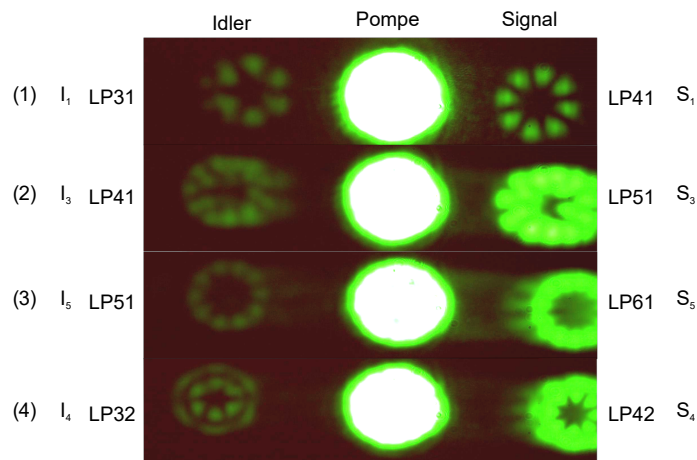


Figure 2.8 – Imagerie modale de quatre cas (notés de (1) à (4)) de mélanges paramétriques intermodaux proches de la pompe, le spot saturant la caméra. En (1) on voit à gauche de la pompe l'idler I_1 dans le mode LP31 et à droite de la pompe le signal S_1 dans le mode LP41. En (2) on remarque une superposition d'idlers à gauche de la pompe et de signaux à sa droite. Malgré une identification difficile, on peut reconnaître à gauche un des idlers I_3 dans le mode LP41 et à droite un des signaux S_3 dans le mode LP51. En (3) on voit à gauche de la pompe très clairement un idler I_5 dans le mode LP51 et à droite de la pompe on voit la superposition de plusieurs signaux dont un S_5 dans le mode LP61. En (4) on voit à gauche de la pompe un idler I_4 dans le mode LP32 et à droite, de nouveau une superposition de signaux dont un S_4 dans le mode LP42.

La figure 2.8 montre quatre cas d'imagerie modale (notés de (1) à (4)) de mélanges paramétriques intermodaux proches de la pompe, son spot saturant la caméra. En figure 2.8 (1), on voit à gauche de la pompe l'idler dans le mode LP31 et à droite de la pompe le signal dans le mode LP41. En figure 2.8 (2), on remarque une superposition d'idlers à gauche de la pompe et de signaux à sa droite. Malgré une identification difficile, on peut reconnaître à gauche un des idlers dans le mode LP41 et à droite un des signaux dans le mode LP51. En figure 2.8 (3), on voit à gauche de la pompe très clairement un idler dans le mode LP51 et à droite de la pompe on voit la superposition de plusieurs signaux dont un dans le mode LP61. Enfin, en figure 2.8 (4), on observe à gauche de la pompe un idler dans le mode LP32 et à droite, de nouveau une superposition de signaux dont un dans le mode LP42.

2.3.3.3/ Comparaison des données expérimentales avec les calculs théoriques

Comme indiqué dans la section précédente, à partir de la figure 2.8, on identifie les mélanges intermodaux à quatre ondes proche de la pompe. Le spectre le plus intéressant et complet à analyser est sélectionné, montrant les couplages intermodaux proches de la pompe et impliquant les modes identifiés et reliés à la longueur d'onde associée. Ce spectre est en figure 2.9, où l'on voit pour chaque pic une labellisation pour les idlers à gauche de la pompe en I et pour les signaux en S, dans le cadre de la comparaison avec les calculs théoriques d'accords de phase. Les données des résultats expérimentaux de la figure 2.9 sont indiqués dans les tableaux 2.1 et 2.2 dans les parties *Mesures*.

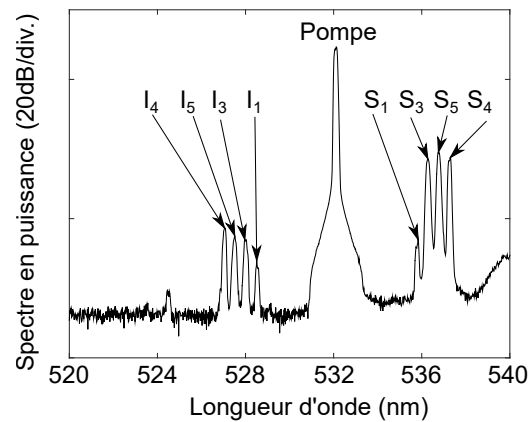


Figure 2.9 – Spectre de la puissance en sortie de fibre (dB) en fonction de la longueur d'onde (nm) des mélanges paramétriques intermodaux, proches de la pompe avec les idlers notés I et les signaux notés S, sélectionnés pour la comparaison avec les calculs théoriques d'accords de phase.

La comparaison est faite entre d'un côté les valeurs expérimentales des idlers $I_{1,3,4,5}$ et des signaux $S_{1,3,4,5}$ montrées en figure 2.9 et en figure 2.5 pour les idlers $I_{1,2}$ et les signaux $S_{1,2}$, et de l'autre les calculs des accords de phase théoriques pour les deux valeurs de pourcentage de Ge, 3.75 % et 3.275 % dans les tableaux 2.1 et 2.2, respectivement. Les simulations donnent les longueurs d'ondes de l'idler et du signal du couplage paramétrique pour les modes sélectionnés pour la pompe (voir l'équation 2.3) dans les tableaux suivants :

Pompe	Théorie				Mesures					
	Idler		Signal		Idler			Signal		
532 nm	mode	λ [nm]	mode	λ [nm]	n°	mode	λ [nm]	n°	mode	λ [nm]
LP ₃₁ /LP ₄₁	LP ₃₁	528.2	LP ₄₁	535.8	I_1	LP ₃₁	528.5	S_1	LP ₄₁	535.8
LP ₁₁ /LP ₃₂	LP ₁₁	515.9	LP ₃₂	550.3	I_2	LP ₁₁	515.6	S_2	LP ₃₂	549.6
LP ₄₁ /LP ₅₁	LP ₄₁	527.7	LP ₅₁	536.4	I_3	LP ₄₁	528	S_3	LP ₅₁	536.3
LP ₃₂ /LP ₄₂	LP ₃₂	526.5	LP ₄₂	537.7	I_4	LP ₃₂	527.1	S_4	LP ₄₂	537.3
LP ₅₁ /LP ₆₁	LP ₅₁	527.1	LP ₆₁	537	I_5	LP ₅₁	527.5	S_5	LP ₆₁	536.8

Tableau 2.1 – Comparaison des valeurs simulées et mesurées des longueurs d'ondes idler et signal pour un pourcentage à 3.75 % de Ge.

Pompe	Théorie				Mesures					
	Idler		Signal		Idler			Signal		
532 nm	mode	λ [nm]	mode	λ [nm]	n°	mode	λ [nm]	n°	mode	λ [nm]
LP ₃₁ /LP ₄₁	LP ₃₁	528.3	LP ₄₁	535.8	I_1	LP ₃₁	528.5	S_1	LP ₄₁	535.8
LP ₁₁ /LP ₃₂	LP ₁₁	515.4	LP ₃₂	549.7	I_2	LP ₁₁	515.6	S_2	LP ₃₂	549.6
LP ₄₁ /LP ₅₁	LP ₄₁	527.8	LP ₅₁	536.3	I_3	LP ₄₁	528	S_3	LP ₅₁	536.3
LP ₃₂ /LP ₄₂	LP ₃₂	526.8	LP ₄₂	537.3	I_4	LP ₃₂	527.1	S_4	LP ₄₂	537.3
LP ₅₁ /LP ₆₁	LP ₅₁	527.2	LP ₆₁	536.9	I_5	LP ₅₁	527.5	S_5	LP ₆₁	536.8

Tableau 2.2 – Comparaison des valeurs simulées et mesurées des longueurs d'ondes idler et signal pour un pourcentage à 3.275 % de Ge.

Tout d'abord, il y a un très bon accord entre les valeurs des longueurs d'onde des idlers et signaux, avec leur modes associés calculés grâce aux calculs d'accords de phase théoriques, et les résultats expérimentaux donnant des longueurs d'ondes associées aux modes des mélanges paramétriques intermodaux vus expérimentalement. Ce très bon accord permet de valider la géométrie choisie dans le modèle de saut d'indice de la fibre (cf. figure 2.1).

Ensuite, on compare pour les deux valeurs de dopage Ge choisies cet accord entre la *Théorie* et les *Mesures*. Les longueurs d'ondes données par la simulation pour les couplages entre modes correspondent à celles pointées expérimentalement à 0.7 nm près (voir table 2.1) pour un pourcentage en germanium de 3.75 %. Les longueurs d'ondes données par la simulation pour les couplages entre modes correspondent à celles pointées expérimentalement à 0.3 nm près (voir table 2.2) pour un pourcentage en germanium de 3.275 %, ce qui est meilleur que pour le pourcentage en germanium de 3.75 %.

Cependant pour un pourcentage du dopant Ge de 3.275 %, les valeurs de β_2 sont de $-0.0283\text{ps}^2\text{m}^{-1}$ pour le LP01 et de $-0.02688\text{ps}^2\text{m}^{-1}$ pour le LP11 à 1550 nm, alors que pour un pourcentage du dopant Ge de 3.75 %, les valeurs de β_2 sont de $-0.02841\text{ps}^2\text{m}^{-1}$ pour le LP01 et de $-0.0283\text{ps}^2\text{m}^{-1}$ pour le LP11 à 1550 nm. Pour rappel, les valeurs β_2 expérimentales mesurées pour les modes LP01 et LP11 sont de $-0.0284\text{ps}^2\text{m}^{-1}$ pour le LP01 et de $-0.0283\text{ps}^2\text{m}^{-1}$ pour le LP11 à 1550 nm.

Une précision minimale de 0.7 nm est suffisante, surtout avec le choix des modes associés correspondants pour la théorie et l'expérimentation. Tout cela est pour un pourcentage du dopant Ge de 3.75 %. C'est pourquoi le choix des valeurs de dopage reste donc arrêté sur celles donnant après simulations les mêmes valeurs de β_2 que celles mesurées expérimentalement. Ainsi le dopage Ge est fixé à 3.75 % et celui du dopage F à 0.15 % et la géométrie avec le modèle de la fibre pour les simulations sous COMSOL est validée. Cette précision à 1550 nm pour les paramètres de β_2 est essentielle dans l'analyse de cette fibre qui continue avec une source laser à 1064 nm pour la compréhension de la génération du supercontinuum et particulièrement de sa partie générée dans le visible due aux mélanges à quatre ondes intermodaux en cascade.

2.4/ Génération d'un supercontinuum

Après une analyse expérimentale de cette fibre à saut d'indice faiblement multimode avec une source à 532 nm, qui a permis de valider le modèle et les paramètres cruciaux pour la simulation sur COMSOL des indices effectifs des différents modes guidés par la fibre, une analyse est conduite avec une source laser à 1064 nm.

En effet, le but finale de cette thèse étant d'élargir la bande spectrale dans la partie visible, spécialement dans le bleu et l'ultraviolet, les résultats expérimentaux obtenus avec la source à 532 nm ne permettent pas de l'atteindre. Cela était attendu car la longueur d'onde de la source à 532 nm est située dans le régime de dispersion normal de la fibre et est très éloignée de la longueur d'onde du zéro de dispersion de cette fibre attendu à 1300 nm. C'est pourquoi ces résultats ne montre que la génération d'un continuum de 510 nm à 780 nm avec des mélanges paramétriques intermodaux proches de la pompe à 532 nm.

Le choix d'une longueur d'onde d'une source laser à 1064 nm proche de celle du zéro de dispersion minimise les effets de la dispersion et, en restant dans le régime de dispersion normal, permet d'être dans les conditions d'une dynamique de génération de supercontinuum comprenant les IMFWM (cf. section 1.6.2 tableau 1.3). Ces mélanges paramétriques intermodaux vont permettre l'élargissement spectrale du spectre optique et ainsi avec une combinaison avec l'effet de cascade Raman, la génération d'un supercontinuum montré dans une première partie. Dans une seconde partie une analyse fine sera réalisée sur ces mélanges à quatre ondes

intermodaux avec une étude spectrale et modale. L'influence de l'injection déjà observée dans la section précédente sera mise en avant et cela déroulera sur une troisième partie avec une mise en place d'un contrôle modal passif grâce à l'utilisation de lame de phase. Cependant pour réaliser ces études, le calcul des propriétés de dispersion avec COMSOL cette fois-ci sur un domaine spectral plus large est nécessaire.

2.4.1/ Calculs des propriétés de dispersion modale à 1064 nm

Après avoir validé la géométrie de cette fibre voir figure 2.1 et le pourcentage des différents dopants pour pouvoir utiliser les équations de Sellmeier, les indices effectifs pour chaque mode supporté par la fibre à 1064 nm, en fonction de la longueur d'onde, sont simulés sous COMSOL et donné en figure 2.10 (a). Les coefficients de dispersions β , β_1 et β_2 sont calculés pour chaque mode à partir des indices effectifs et sont données en figure 2.10 (b), (c) et (d) respectivement.

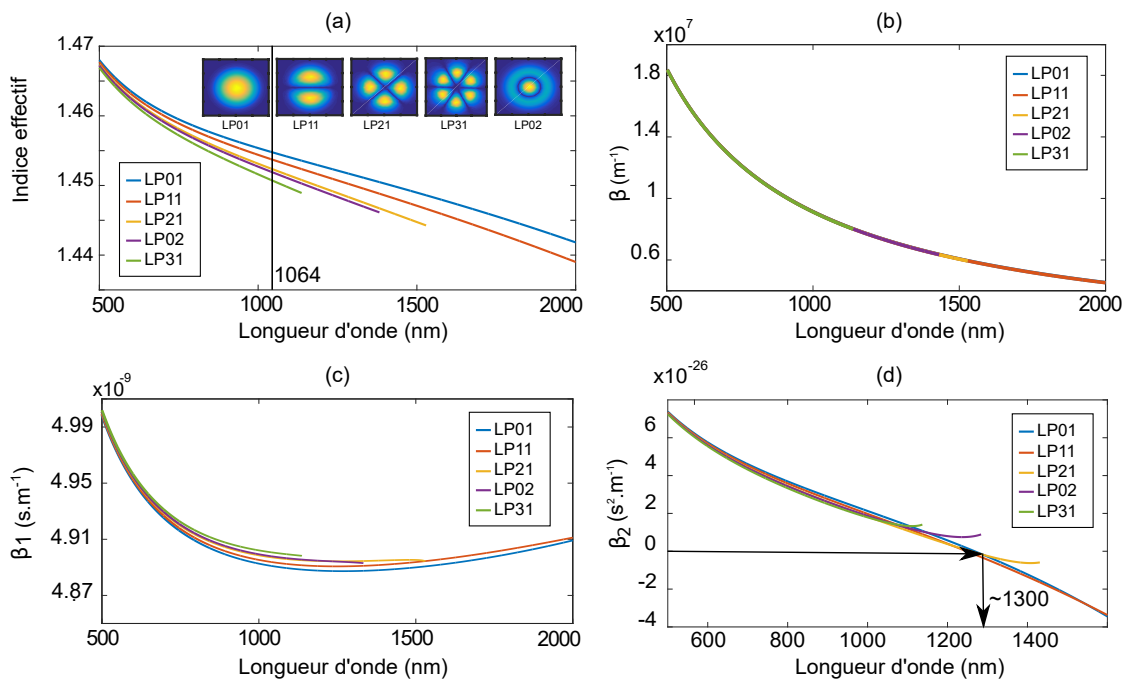


Figure 2.10 – (a) Indices effectifs des cinq modes supportés par la fibre à 1064 nm en fonction de la longueur d'onde avec les images des modes LP01, LP11, LP21, LP31 et LP02 en fausses couleurs. (b) Constante de propagation β en fonction de la longueur d'onde pour chaque mode. (c) Inverse de la vitesse de groupe β_1 en fonction de la longueur d'onde pour chaque mode. (d) Dispersion de la vitesse de groupe β_2 en fonction de la longueur d'onde pour chaque mode.

En figure 2.10 (a) sont montrées les images en fausses couleurs des modes guidés par la fibre à 1064 nm. Cette longueur d'onde est repérée sur cette figure, on voit que ces 5 modes sont effectivement guidés à 1064 nm. Le mode LP31 a sa fréquence de coupure relativement proche de la fréquence correspondant à longueur d'onde de pompe à 1064 nm, ce qui correspond à environ 1120 nm. Les modes d'ordre supérieur après le LP31 (cf. figure 2.3 (b)) ne sont pas montrés ici car leur fréquence de coupure sont en dessus de la fréquence correspondant à 1064 nm et donc ne sont pas guidés dans la fibre à cette longueur d'onde. La fibre est alors définie faiblement multimode à 1064 nm. Ensuite, la courbe du paramètre β_2 , montrée en figure 2.10 (d), traverse bien le zéro au alentour de 1300 nm. On retrouve les valeurs du paramètre β_2 pour les modes LP01 et LP11 à la longueur d'onde 1550 nm correspondantes aux valeurs mesurées expérimentalement.

Le domaine de longueur d'onde choisi en fonction des longueurs d'ondes générées expérimentalement attendues est extrêmement large par rapport à celui utilisé dans la section avec une source laser à 532 nm. Pour les calculs d'accord de phase théorique donnés dans cette section, il est précisé que les valeurs des paramètres β_1 et β_2 sont calculés pour la longueur d'onde de la pompe. Ce choix est justifié dans le chapitre 1 à travers l'approximation de la dérivée de Taylor qui permet de dériver la constante de propagation autour de la longueur d'onde de la source laser utilisée, qualifiée de pompe, permettant les phénomènes non-linéaires générés. Une hypothèse est alors faite : ces phénomènes sont générés autour de la longueur d'onde de pompe. L'étude expérimentale va montrer la génération de phénomènes non-linéaires, les mélanges à quatre ondes intermodaux, dans la partie visible du spectre optique jusqu'au vert presque bleu c'est à dire entre environ 400 nm et 532 nm. Ces longueurs d'onde ne peuvent être considérées comme proches de celle de la pompe à 1064 nm dans notre cas d'étude. C'est pourquoi cette hypothèse doit être abandonnée et donc les paramètres β_1 et β_2 ne sont pas ceux utilisés pour les calculs d'accord de phase théorique. Ceux-ci doivent prendre en compte la constante de propagation dans son ensemble sans approximation, c'est à dire le paramètre β et cela pour chaque idler, signal et pompe comme vu avec les équations 1.96, 1.97 qu'on rappellera ci-dessous.

Les calculs d'accords de phase sont alors montrés prenant en compte la constante de propagation β . La conservation de l'énergie est donnée via la même équation :

$$\frac{2}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i}; \quad 2\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (2.4)$$

où λ_s , λ_i , λ_p , pour les longueurs d'onde signal, idler et de la pompe, respectivement. Ensuite la conservation de la quantité de mouvement est donnée avec les constantes de propagation pour chaque élément impliqué soit le signal, l'idler et la pompe. Un premier cas montre que les deux photons pompe sont excités dans deux modes différents j et k . On retrouve l'idler dans un mode annoté j , le signal dans un mode k

$$\Delta\beta = \beta_i^j + \beta_s^k - \beta_p^j - \beta_p^k = 0. \quad (2.5)$$

Dans un deuxième cas, les deux photons pompes sont excités dans le même mode annoté l . L'idler se retrouve dans un mode distinct de celui de la pompe soit j ainsi que pour le signal dans le mode k

$$\Delta\beta = \beta_i^j + \beta_s^k - 2\beta_p^l = 0. \quad (2.6)$$

2.4.2/ Montage expérimental

La figure 2.11 montre le montage expérimental utilisé pour la génération du supercontinuum et des mélanges paramétriques intermodaux en cascade. Ce montage expérimental est similaire avec celui présenté en figure 2.4. La seule différence principale est la source laser passif Q-switched Nd :YAG microchip (Teemphotonics PowerchipTM series) à 1064 nm avec un taux de répétition de 1 kHz et une largeur d'impulsion de 600 ps. La puissance crête maximale est de 80 kW et celle moyenne de 50 mW. Avec une pompe dans l'infrarouge, plusieurs analyseurs de spectre optique (OSA) sont utilisés pour couvrir tout le domaine spectral concerné : un Yokogawa AQ6373 (350 nm à 1200 nm), un Agilent 86142B (600 nm à 2000 nm) et un Ocean Optics NIRQUEST (NQ512-2-5) (900 nm à 2500 nm).

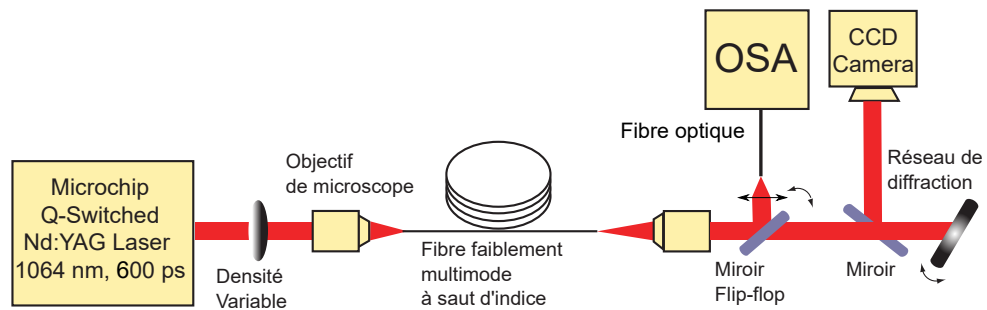


Figure 2.11 – Montage expérimental pour une pompe à 1064 nm.

2.4.3/ Génération d'un supercontinuum avec une source laser à 1064 nm

Le montage expérimental montré ci-dessus est utilisé dans un premier temps avec une longueur de fibre à saut d'indice faiblement multimode de 50 m. Le meilleur couplage entre la puissance injectée et la puissance de sortie est de 26 %. Avec ce couplage sur 50 m de fibre, à puissance maximale injectée pour une puissance de sortie de 12.9 mW, un supercontinuum est généré de 560 nm à 2350 nm. Il est enregistré avec les trois OSA présentés ci-dessus et leurs différents spectres optiques sont délimités avec des pointillés verts en figure 2.12.

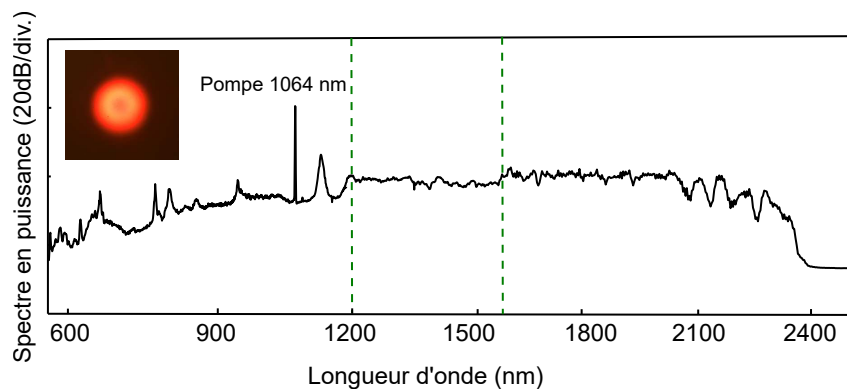


Figure 2.12 – Spectre expérimental d'un supercontinuum généré dans la fibre faiblement multimode à saut d'indice pour une longueur de 50 m pompée à 1064 nm. La puissance moyenne en sortie de fibre est de 12.9 mW. Le spectre a été mesuré avec trois OSA différents (ligne verte en pointillée) de 560 nm à 2500 nm. L'image ajoutée montre la sortie de fibre dans le visible qui n'est pas dans un mode fondamentale.

Cette figure 2.12 montre le spectre optique de ce supercontinuum en pompant à 1064 nm. L'image de la sortie de fibre à puissance maximale est montrée aussi sur cette figure. On ne voit que la partie visible du spectre généré sur cette image qui montre un mélange de mode, mais cela permet déjà de conclure à l'absence de nettoyage de faisceau et donc l'absence d'un supercontinuum monomode. Cela est attendu car le nettoyage de faisceau n'est observé que dans les fibres multimodes à gradient d'indice grâce à leur propriétés de dispersion modale particulière [78]. Afin de comprendre comment est généré ce supercontinuum montré en figure 2.12, l'évolution des spectres optiques en fonction de la puissance est alors réalisée en enregistrant ces spectres sur deux OSA différents dans le but de couvrir un large domaine spectral avec le Yokogawa de 500 nm à 1200 nm et l'Agilent de 600 nm à 2000 nm. Les résultats obtenus sont montrés en figure 2.13.

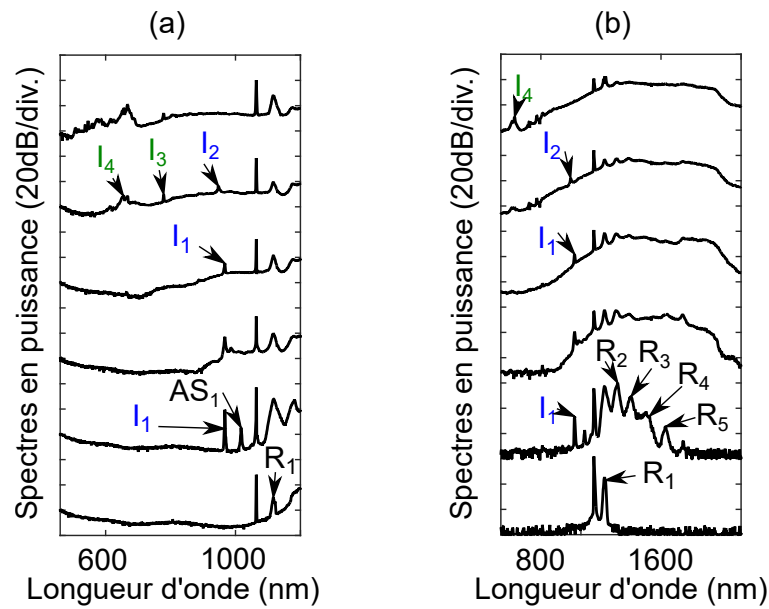


Figure 2.13 – (a) Spectres optiques expérimentaux en fonction de la puissance pour une domaine de longueurs d'onde de 500 nm à 1200 nm enregistrés par l'OSA Yokogawa (cf. section du montage expérimental 2.4.2). La puissance mesurée en sortie de fibre (de bas en haut) est de 0.36 mW, 0.73 mW, 1.4 mW, 3.3 mW, 5.8 mW, 12.9 mW, respectivement. Les processus liés au Raman sont notés R et AS et ceux liés aux mélanges paramétriques intermodaux sont notés I. (b) Spectres optiques expérimentaux en fonction de la puissance pour une domaine de longueurs d'onde de 600 nm à 2000 nm enregistrés par l'OSA Agilent (cf. section du montage expérimental 2.4.2). La puissance mesurée en sortie de fibre (de bas en haut) est de 0.36 mW, 0.73 mW, 1.4 mW, 3.3 mW, 5.8 mW, 12.9 mW, respectivement. Les processus liés au Raman sont notés R et AS et ceux liés aux mélanges paramétriques intermodaux sont notés I.

En figure 2.13 (a), l'évolution des spectres optiques sur une plage de longueur d'onde de 500 nm à 1200 nm est montrée en fonction de la puissance de sortie de fibre (de bas en haut) pour 0.36 mW, 0.73 mW, 1.4 mW, 3.3 mW, 5.8 mW, 12.9 mW, respectivement. On retrouve pour la puissance maximale mesurée 12.9 mW la partie visible du supercontinuum en figure 2.12. En figure 2.13 (b), l'évolution des spectres optiques sur une plage de longueur d'onde de 600 nm à 2000 nm est montrée en fonction de la puissance de sortie de fibre (de bas en haut) pour 0.36 mW, 0.73 mW, 1.4 mW, 3.3 mW, 5.8 mW, 12.9 mW, respectivement. On retrouve pour la puissance maximale mesurée 12.9 mW la partie dans le proche infra-rouge de 1200 nm à 1600 nm du supercontinuum en figure 2.12.

Sur le premier spectre optique à basse puissance 0.36 mW, en figure 2.13 (a), le premier ordre Raman, annoté R_1 , est généré à 1118 nm. On le retrouve également en figure 2.13 (b) pour la même puissance 0.36 mW. En augmentant en puissance à 0.73 mW, sur la figure 2.13 (a), l'anti-Stokes du premier ordre Raman AS_1 est généré à 1017 nm. Le second ordre Raman est aussi généré à 1174 nm. On voit une bande très fine et assez intense à 968 nm, annoté I_1 , appartenant à un mélange paramétrique intermodal. Pour la même puissance 0.73 mW, on voit sur la figure 2.13 (b) la génération d'une cascade Raman jusqu'au 5ème ordre R_5 . On retrouve également la génération d'un idler I_1 à 968 nm, le signal de ce mélange à quatre ondes n'est pas visible sur ce spectre car il est attendu à la longueur d'onde de 1174 nm qui se retrouve noyée dans la cascade Raman du premier ordre R_1 à environ 1118 nm au 5ème ordre R_5 à 1422 nm. De plus, sur la figure 2.13 (b), on retrouve sur cette cascade Raman une légère chute de puissance au niveau du quatrième ordre R_4 à environ 1327 nm à cause de la présence du

zéro de dispersion de la fibre à saut d'indice faiblement multimode aux alentours de 1300 nm (cf. figure 2.10 (d)).

Pour une puissance moyenne en sortie de fibre de 1.4 mW, sur les figures 2.13 (a) et (b), on observe un élargissement spectral formant un continuum. Cet élargissement spectral s'agrandit pour une puissance de 3.3 mW, mais rien de remarquable n'est généré sur les deux spectres optique. C'est en atteignant une puissance moyenne de sortie de fibre de 5.8 mW qu'on observe un nouveau phénomène sur la figure 2.13 (a). En effet l'idler I_1 , remarqué pour les spectres précédent à 968 nm est fondu dans le supercontinuum et on voit apparaître une nouvelle bande émergeant de ce supercontinuum à 948 nm noté I_2 , provenant d'un nouveau mélange à quatre onde intermodal. Il semble être généré en même temps que deux autres bandes notées I_3 et I_4 à 779 nm et 667 nm, respectivement. On retrouve la génération de l'idler I_2 sur la figure 2.13 (b) mais la sensibilité de l'OSA n'est pas suffisante à cette limite de spectre optique pour montrer les deux autres idler générés I_3 et I_4 . En outre, le supercontinuum généré atteint l'autre limite de ce spectromètre dans le proche infra-rouge à 2000 nm. A la plus haute puissance moyenne obtenue en sortie de fibre de 12.9 mW, l'élargissement spectral du supercontinuum atteint les 500 nm sur la figure 2.13 (a) avec la génération de pleins de petites bandes de 500 nm à 669 nm.

Grâce aux figures 2.13 (a) et (b), la génération de la partie dans le proche infrarouge est expliquée avec la cascade Raman qui s'étend en continuum puis en supercontinuum pour atteindre la limite de la transparence de la silice, c'est à dire environ 2350 nm. La génération de la partie dans le visible est plus flou. Elle peut s'expliquer avec la participation du continuum par la cascade Raman avec les mélanges à quatre ondes intermodaux générés. Cependant les idlers I_3 et I_4 sont générés loin de la pompe. Pour mieux comprendre les phénomènes qui peuvent expliquer ces bandes, une analyse plus fine va être réalisée dans la section suivante en se focalisant sur les mélanges intermodaux à quatre ondes générés avec une analyse modale associée. De plus, au vu du manque de dynamique de ces spectres optiques, particulièrement dans le visible et l'interaction entre le continuum généré et les mélanges à quatre ondes intermodaux, le choix va être fait d'étudier dans les sections suivantes un tronçon de fibre à saut d'indice faiblement multimode nettement plus court, soit de 5 m au lieu de 50 m.

2.4.4/ Couplages intermodaux paramétriques en cascade

Dans cette partie, l'analyse va porter plus particulièrement sur la génération des mélanges à quatre ondes intermodaux qui sont responsables de la génération de l'élargissement spectral du supercontinuum dans la partie visible du spectre optique. Ce supercontinuum a été généré dans une longueur de fibre de 50 m. Cependant pour une étude des processus des mélanges paramétriques intermodaux, une longueur de fibre plus courte va être utilisée, car comme ces processus dépendent du recouvrement modale, la stabilité du recouvrement est difficile à conserver durant la propagation de ces modes le long de la fibre. C'est pourquoi une longueur de 5 m va être utilisée dans la suite de ce chapitre.

2.4.4.1/ Études expérimentales des couplages intermodaux paramétriques en cascade

Tout d'abord, l'injection est faite avec un objectif x10 Olympus Thorlabs possédant une distance de travail de 10.6 mm et une distance focale de tube de 180 mm, comme présenté dans la section montage expérimental. Ce même montage expérimental est utilisé pour les mesures sur une longueur de fibre de 5 m, discutée dans la section ci-dessus. Le montage permet d'obtenir une taille de faisceau en entrée de fibre d'environ 7 μm de diamètre, faisceau qui est nettement plus petit que le diamètre de coeur de fibre de 15 μm . Ce couplage permet de ne pas exciter préférentiellement un mode précis sur les cinq modes possiblement guidés par la

fibre à 1064 nm.

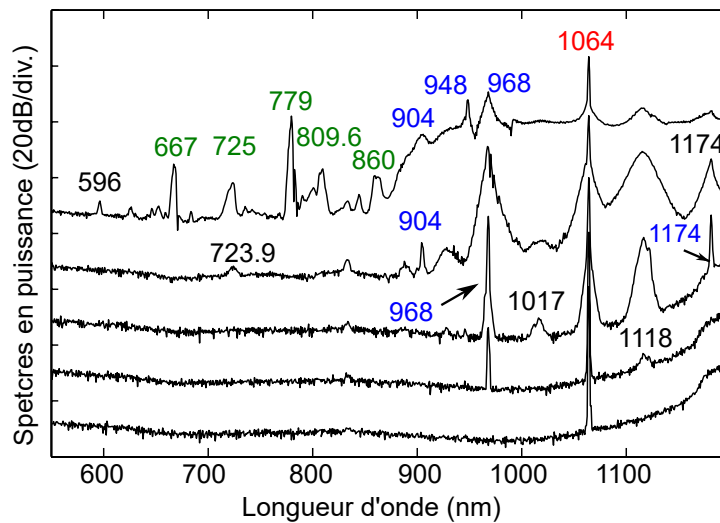


Figure 2.14 – Spectres expérimentaux en fonction de la longueur d'onde. L'évolution de la réponse spectrale est suivie en fonction de la puissance en sortie de fibre (de bas en haut) 0.85 mW, 1.6 mW, 2.6 mW, 3.5 mW et 8.1 mW pour une longueur de fibre de 5 m.

La figure 2.14 montre les résultats expérimentaux obtenus avec ce couplage sur 5 m de fibre à saut d'indice faiblement multimode. Les spectres optiques sont mesurés sur la plage spectral de 560 nm à 1200 nm avec l'OSA Yokogawa en fonction de la puissance (de bas en haut) 0.85 mW, 1.6 mW, 2.6 mW, 3.5 mW et 8.1 mW respectivement. A basse puissance de 0.85 mW en figure 2.14, on voit la pompe à 1064 nm. En augmentant la puissance à 1.6 mW, on observe l'apparition d'un pic idler très fin à 968 nm et le premier ordre Raman à 1117 nm. Pour la puissance de 2.6 mW, ces deux processus se retrouvent de façon plus marquée. Le pic idler, toujours très fin à 968 nm, avec l'apparition du signal correspondant à 1174 nm, très fin aussi, est devenu assez puissant avec moins de 15 dB sous la puissance de la pompe à 1064 nm. Ce signal à 1174 nm n'est pas vu dans le spectre optique pour une puissance de 1.6 mW à cause de la baisse de sensibilité du spectromètre vers sa limite spectrale de 1200 nm. Toujours à 2.6 mW, le premier ordre Raman à 1117 nm apparait aussi plus puissant que dans le spectre optique précédent. De plus, on voit la génération de son anti-Stokes à 1017 nm. En augmentant en puissance pour atteindre 3.5 mW, le second ordre Raman est généré à 1174 nm, ce qui provoque un couplage entre le mélange à quatre ondes avec l'idler à 968 nm et le signal à 1174 nm, avec un transfert d'énergie et un élargissement spectrale de la bande à 968 nm. Un nouveau pic assez fin est généré à 904 nm et on voit à peine apparaître le pic à 725 nm. A puissance maximale en sortie de fibre de 8.1 mW, la cascade Raman s'est étendue, générant le début d'un continuum jusqu'à 900 nm. On retrouve l'idler à 968 nm, le pic à 904 nm est légèrement élargi en lien avec la cascade Raman et on observe que le pic à 723.9 nm est sorti du bruit et peut maintenant être repéré à 725 nm, ce qui montre un mélange possible grâce à l'efficacité de deux mélanges à quatre ondes. D'autre part de nombreuses nouvelles bandes sont générées, particulièrement une à 948 nm assez fine malgré le continuum, ainsi que deux autres assez fortes à 779 nm et 667 nm, très fines spectralement. Il apparait également des pics à 860 nm et 809.6 nm et un dernier pic très fin et assez faible à 596 nm.

Avec ces spectres optiques en fonction de la puissance en sortie de fibre, on voit apparaître une dynamique similaire à celle observée sur une longueur de fibre de 50 m. En effet, on retrouve pour la partie visible du spectre optique l'apparition du premier ordre Raman, mais

cette fois-ci simultanément avec le premier mélange à quatre onde généré avec l'idler à 968 nm. De plus, durant l'augmentation de la puissance, ces spectres optiques nous permettent de tout d'abord voir que ce mélange à quatre ondes interagit avec le second ordre Raman, et ensuite qu'il semble y avoir un seuil de puissance à atteindre pour pouvoir étendre le spectre optique avec la génération de pics dans le visible. Pour une meilleure interprétation de la génération de ces pics, une imagerie modale est conduite pour le dernier spectre optique avec une puissance de sortie de fibre de 8.1 mW. Ce spectre est choisi car il permet de voir des pics très fins qui sortent du bruit et qui ne sont pas absorbés par la génération d'un supercontinuum, ce qui va permettre l'imagerie modale via le système imageur comprenant un réseau présenté dans la section montage expérimental.

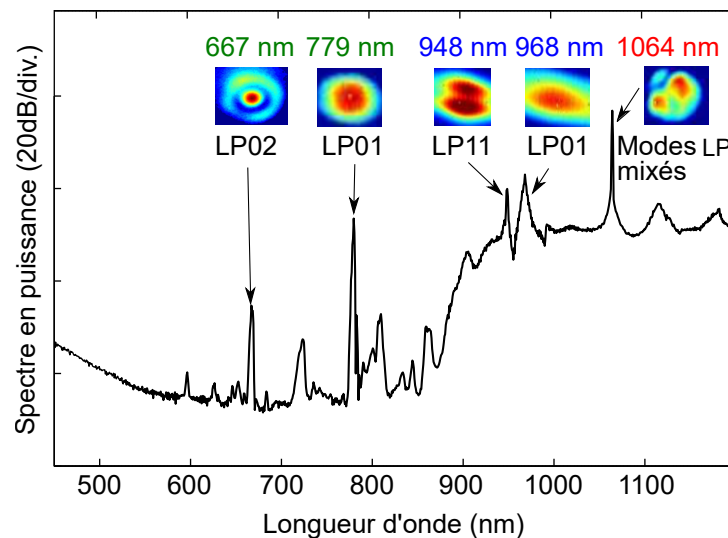


Figure 2.15 – Spectre expérimental en fonction de la longueur d'onde pour une puissance en sortie de fibre maximale atteinte à 8.1 mW avec les longueurs d'onde d'intérêts pointées et associées à leurs modes expérimentaux respectifs.

La figure 2.15 montre le spectre optique donné à puissance maximale en sortie de fibre de 8.1 mW, avec les pics qui ont été imagés pointés sur cette image. A ces pics, on a associé leurs images modales. On retrouve d'abord pour la pompe à 1064 nm une image de modes mixés, ce qui était attendu au vu des conditions d'injection lors de la prise de ces spectres expérimentaux et de l'imagerie modale. Ensuite le pic à 968 nm est généré avec une force suffisante au dessus du continuum pour être identifié lors de l'imagerie. Une image de mode LP01 est alors obtenue expérimentalement pour le pic à 968 nm. Le même processus est possible pour le pic à 948 nm et l'image du mode LP11 est obtenue expérimentalement.

Lors de l'utilisation du réseau pour le système imageur, seuls les pics à 779 nm et 667 nm sont identifiés grâce à leur intensité. Cependant comme ils sont générés loin de la pompe, le système imageur ne permet pas d'obtenir des images de modes correctes à cause de l'étirement des images dû au réseau. C'est pourquoi des filtres interférentiels centrés sur les longueurs d'ondes souhaitées sont utilisés pour l'imagerie. On obtient pour le pic à 779 nm une image expérimentale de mode LP01 et pour le pic à 667 nm une image expérimentale de mode LP02. Ces données expérimentales sont très importantes pour la comparaison avec les calculs des accords de phase théoriques des mélanges intermodaux à quatre ondes. Cette comparaison sera présentée dans la prochaine section après l'étude complète des mesures expérimentales.

L'étude de cette fibre à 532 nm a confirmé l'influence des conditions d'injection sur les mélanges paramétriques intermodaux générés expérimentalement. Aussi, l'étude expérimentale

avec une pompe à 1064 nm est poursuivie en changeant ces conditions d'injection. Un objectif de microscope $\times 10$ Olympus était utilisé précédemment et permettait d'injecter un faisceau gaussien de diamètre 7 μm dans un coeur de fibre de 15 μm . Mais comme le diamètre du faisceau est nettement inférieur à celui du coeur de la fibre, aucun mode n'était préférentiellement excité lors de l'injection. Avant l'utilisation d'un dispositif permettant de former le faisceau dans une forme autre qu'un faisceau gaussien (mode LP01) tel que dans les modes guidés par la fibre comme le LP11, LP21, LP31 ou LP02, le choix est fait d'optimiser le faisceau gaussien injecté dans la fibre pour qu'il soit de diamètre équivalent à celui du diamètre du coeur de la fibre, soit 15 μm . Ce choix permet d'exciter préférentiellement le mode LP01 dans la fibre. Une lentille biconvexe de focale de 25.4 mm permet d'obtenir une taille de faisceau en entrée de fibre d'environ 15 μm dans les conditions du montage expérimental présenté ci-avant. Les résultats expérimentaux obtenus avec ces nouvelles conditions d'injections sont présentés en figure 2.16.

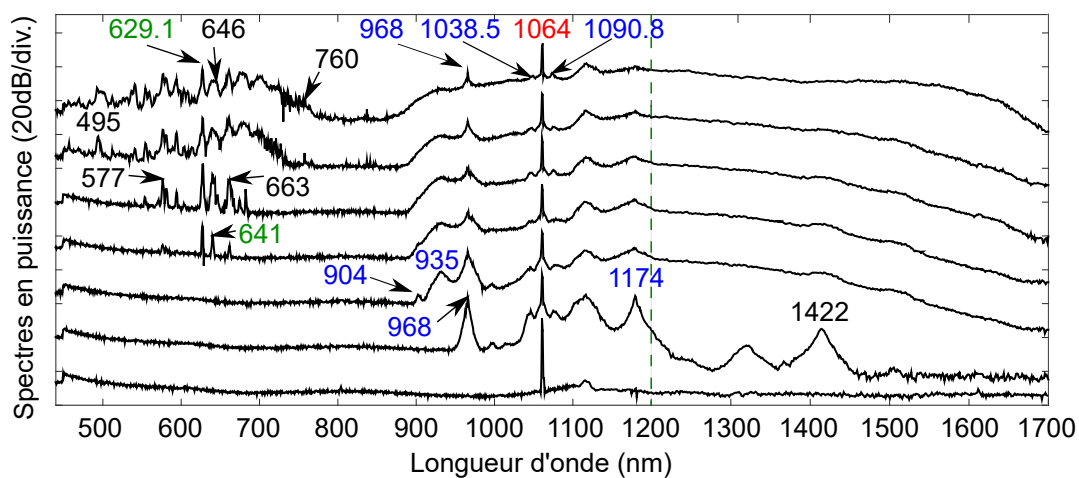


Figure 2.16 – Spectres expérimentaux de la sortie de fibre faiblement multimode à saut d'indice de 5 m de longueur en fonction de l'évolution de la puissance mesurée en sortie de fibre (de bas en haut) 0.75 mW, 2.3 mW, 3.44 mW, 4.7 mW, 5.1 mW, 6.1 mW et 8.4 mW. L'injection est préférentiellement faite dans le mode fondamental.

Les spectres optiques sur la figure 2.16 sont mesurés sur la plage spectrale de 560 nm à 1700 nm avec les deux OSA : pour la partie de 450 nm à 1200 nm avec l'OSA Yokogawa, et pour le domaine spectral de 1200 nm à 1700 nm avec l'OSA Agilent. La séparation est indiquée avec un trait vert en pointillé sur la figure. Ces spectres optiques sont mesurés en fonction de la puissance (de bas en haut) 0.75 mW, 2.3 mW, 3.44 mW, 4.7 mW, 5.1 mW, 6.1 mW et 8.4 mW, respectivement. A basse puissance de 0.75 mW, on voit apparaître à côté de la pompe à 1064 nm le premier ordre Raman à 1117 nm. En augmentant la puissance à 2.3 mW, on retrouve une dynamique identique à celle identifiée avec le spectre optique de la figure 2.14 à 2.6 mW, avec le premier ordre Raman interagissant avec la pompe et générant son anti-stokes à 1017 nm. On retrouve l'apparition très intense du pic à 968 nm, idler d'un mélange quatre ondes intermodal avec le signal correspondant à 1174 nm. Comme celui-ci est positionné à la longueur d'onde du second ordre Raman, il y a interaction entre les deux processus. Ce phénomène est observé avec l'élargissement spectral du pic à 968 nm. Grâce à la présence des spectres dans le proche infra-rouge, on observe la génération de la cascade Raman jusqu'au cinquième ordre à 1422 nm. De plus on retrouve une atténuation en puissance du troisième et quatrième ordre Raman car ceux-ci sont générés aux alentours du zéro de dispersion de la fibre, à environ 1300 nm. En effet, au niveau de la longueur d'onde du zéro

de dispersion, l'énergie peut être transférée par mélange à quatre ondes ou on peut observer le transfert d'énergie par la formation de solitons dans la zone de dispersion anormal [119, 120]. Cela pourrait être une explication de pourquoi le pic du cinquième ordre Raman à 1422 nm a une forme inattendue pour un pic Raman élargi généralement par son gain [19]. Toujours à cette puissance de 2.3 mW, on observe également un nouveau processus lié à la nouvelle condition d'injection. Ce nouveau processus est un mélange à quatre ondes intermodal proche de la pompe avec l'idler à 1038.5 nm et le signal à 1090.8 nm.

Grâce au système imageur composé d'une caméra et d'un réseau, les images des modes pour ce mélange à quatre ondes proche de la pompe ont pu être obtenues expérimentalement. Cependant dû à l'éloignement des générations relativement faibles des autres mélanges à quatre ondes générés par la suite lors de cette nouvelle condition d'injection, on ne pourra seulement imaginer que les modes présentés dans la figure suivante.

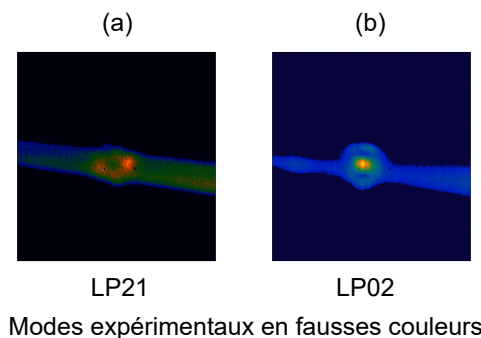


Figure 2.17 – Images modales obtenues sur la caméra après passage sur le réseau présentées en fausses couleurs. (a) Image expérimentale du mode LP21 pour la longueur d'onde à environ 1038 nm. (b) Image expérimentale du mode LP02 pour la longueur d'onde à environ 1090 nm.

La figure 2.17 montre les images expérimentales des modes associés au mélange à quatre ondes, avec l'idler à 1038.5 nm pour le mode en (a) soit le mode LP21, et avec le signal à 1090.8 nm pour le mode en (b) soit le mode LP02.

En reprenant l'analyse de la figure 2.16, à la puissance de 3.44 mW, on observe la génération d'une nouvelle bande à 935 nm comme idler d'un mélange intermodal à quatre ondes, dont le signal est situé à 1234.3 nm, donc généré dans la cascade Raman. On retrouve l'élargissement spectral au niveau de la bande à 935 nm dû à l'interaction du mélange paramétrique intermodal avec la cascade Raman. De plus, on observe à nouveau la génération assez faible d'un pic à 904 nm, déjà observée lors de la première condition d'injection en figure 2.14 pour une puissance de 3.5 mW. Sur la figure 2.16, toujours à 3.44 mW, on observe la formation d'un continuum dans la partie proche infra-rouge du spectre optique qui s'étend jusqu'à environ 1600 nm.

A une puissance de 4.7 mW, le pic à 904 nm et l'idler à 935 nm sont noyées par le continuum généré qui ne s'étend pas dans la partie visible mais dans la partie proche infra-rouge jusqu'à environ 900 nm. Cependant, le pic à 968 nm reste suffisamment intense pour sortir du continuum. On observe aussi la génération de nouveaux pics dans le visible. Le plus intense est généré à 629.1 nm, puis ensuite un moins intense à 641 nm et un encore plus faible à 663 nm. En augmentant la puissance à 5.1 mW, les nouveaux pics cités précédemment sont plus intenses et restent fins spectralement. On observe la génération d'un pic dans les plus basses longueurs d'onde à 577 nm. En augmentant la puissance à 6.1 mW, on observe que le pic à 629.1 nm reste fin spectralement mais que les autres à 641 nm et 663 nm subissent un élargissement spectral. Cela est dû à la cascade Raman générée par le pic à 629.1 nm. En effet, pour le pic de 641 nm, on observe un élargissement spectral d'environ 5 nm, atteignant 646 nm

ce qui correspond à un décalage en fréquence d'environ 13 THz par rapport à la fréquence correspondant au pic de 629.1 nm. De plus, on retrouve ce décalage en fréquence pour chaque bande générée ce qui correspond à une cascade Raman d'au moins trois ordres. Du côté des longueurs d'onde plus basses, on observe la génération de pics peu intenses dont un à 495 nm atteignant la région du bleu.

A pleine puissance obtenue en sortie de fibre de 8.4 mW, le spectre optique dans le proche-infrarouge s'étend jusqu'à 1700 nm. Le continuum généré reste arrêté à 900 nm avec l'absence de pics intensément générés entre le continuum et les pics générés dans le visible autour du pic à 629.1 nm, ainsi rien n'est observé de 760 nm à 900 nm. Ce pic à 629.1 nm est assez intensément généré pour permettre la génération d'une cascade Raman de 6 ordres jusqu'à 760 nm. Les pics vers les basses longueurs d'onde ne sont pas générés au delà du pic à 495 nm.

Ces résultats expérimentaux, obtenus avec une injection optimisée pour que le diamètre du faisceau en entrée de fibre corresponde à la taille du coeur de la fibre, montrent l'élargissement du spectre optique vers le bleu atteignant 495 nm pour une puissance en sortie de 8.4 mW, ce qui est meilleur que la puissance obtenue pour l'injection précédente à 8.1 mW. De surcroît, les processus permettant cet élargissement spectral dans le visible sont différents de ceux impliqués dans les résultats expérimentaux précédents. En effet, ceux-ci montrent la génération de deux mélanges à quatre ondes à pleine puissance dont un avec un idler à 948 nm dans un mode LP11, mélanges qui ne se retrouvent pas dans les résultats obtenus avec une injection optimisée pour exciter préférentiellement le mode fondamental LP01. De plus, lors de la génération de ce pic à 948 nm dans le LP11, on a observé sur la figure 2.15 la génération de deux idlers : un à 779 nm dans le mode LP01 et un à 668 nm dans le mode LP02. Ces résultats sont totalement absents lors de l'injection pour l'excitation préférentielle dans le mode LP01 (cf. figure 2.16). On y a observé la génération de l'idler à 968 nm dans le mode LP01 et la génération d'un pic assez intense à 629.1 nm qui joue le rôle de pompe par la suite en créant sa propre cascade Raman et en élargissant le spectre de 495 nm à 760 nm.

2.4.4.2/ Comparaison des données expérimentales avec les calculs théoriques

Pour valider l'interprétation des données expérimentales, nous avons calculé les conditions d'accords de phases à l'aide des équations 2.5 et 2.6 avec les indices effectifs et les constantes de propagation indiqués dans la figure 2.10.

A travers les résultats expérimentaux, on a pu constater deux dynamiques différentes, avec pour l'une la présence d'une génération d'un idler à 948 nm dans le LP11, et pour l'autre seulement la génération d'un idler à 968 nm dans le LP01. Pour confirmer la génération de ces mélanges à quatre ondes intermodaux, les calculs d'accords de phase sont faits pour une pompe à 1064 nm dans une configuration de modes mixés comme vu avec l'image modale en figure 2.15. La configuration de pompe est non-dégénérée, soit l'équation 2.5 est utilisée pour calculer les accords de phase. Les résultats de ces calculs théoriques sont présentés dans la figure 2.18.

La figure 2.18 montre les courbes d'accords de phase $\Delta\beta$ pour différentes configurations modales LP_{xy}/LP_{za} pour la pompe. Lorsque les courbes de $\Delta\beta$ croisent le zéro, l'accord de phase est réalisé. Au niveau de ce croisement en noir sont indiquées les valeurs des idlers obtenus avec l'idler dans une configuration modale LP_{xy} et le signal est dans le mode LP_{za}. En rouge sont indiqués les valeurs des idlers observés expérimentalement. Certaines courbes s'arrêtent brusquement : cela est dû à la fréquence de coupure atteinte pour le mode du signal. Ces accords de phase sont calculés à partir des constantes de propagation de la pompe, du signal et de l'idler sur COMSOL.

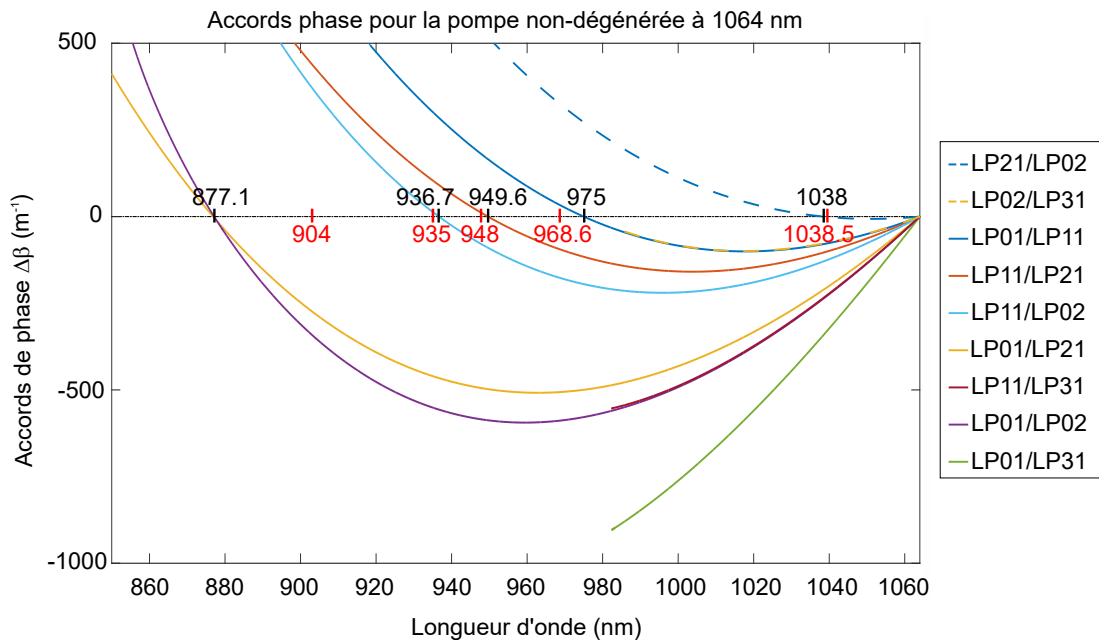


Figure 2.18 – Les conditions d'accords de phase calculées en fonction de la longueur d'onde de l'idler pour la pompe principale à 1064 nm. Les valeurs en noires sont les valeurs théoriques et les valeurs en rouges sont les valeurs expérimentales.

Lorsque le mode impliqué dans l'accord de phase n'est plus guidé dans la fibre, il n'est plus pertinent d'obtenir sa constante de propagation pour une longueur d'onde au dessus de la fréquence de coupure du mode et cela à cause des pertes en propagation de ce mode fuyant dans la gaine. On ne calcule donc plus l'accord de phase.

Dans un premier temps, on considère la pompe à 1064 nm. On observe que cette pompe donne différents mélanges à quatre ondes intermodaux possibles. Sur la figure 2.18, on voit un premier processus avec l'idler théoriquement attendu à 1038 nm dans le mode LP21. En utilisant l'équation 2.4, on trouve la longueur d'onde du signal à 1091.3 nm attendu dans le mode LP02. Or expérimentalement, on a observé sur la figure 2.16 et confirmé avec les images modales en figure 2.17 la génération d'un idler à 1038.5 nm dans le mode LP21 et un signal dans le mode LP02 à 1090.8 nm. En continuant la comparaison entre les valeurs théoriques de la figure 2.18 et les valeurs expérimentales, on obtient de très bons accords avec les mélanges à quatre ondes : pour l'idler théorique à 975 nm dans le mode LP01 et l'idler expérimental à 968.6 nm dans le mode LP01, pour l'idler théorique à 949.6 nm dans le mode LP11 et l'idler expérimental à 948 nm dans le mode LP11 et pour l'idler théorique à 936.7 nm dans le mode LP11 et l'idler expérimental à 935 nm.

Le pic observé expérimentalement à 904 nm semble pouvoir provenir d'un mélange à quatre ondes intermodal avec une pompe non-dégénérée à 1064 nm, il pourrait alors correspondre à celui attendu à 877.1 nm. On observe aussi qu'avec cette pompe non-dégénérée à 1064 nm, aucun processus avec un idler positionné en dessous de 877.1 nm n'est obtenu. De plus, on a observé expérimentalement la génération très intense des idlers à 948 nm dans le mode LP11 et à 968 nm dans le mode LP01. C'est pourquoi on va considérer chacun de ces idlers comme pompe secondaire dans un cas de pompe dégénérée (un seul mode considéré pour la pompe). Pour le calcul d'accord de phase théorique, l'équation 2.6 est utilisée. La figure 2.19 montre les courbes obtenues pour ces accords de phase avec en (a) une pompe à 948 nm dans le mode LP11, et en (b) une pompe à 968 nm dans le mode LP01.

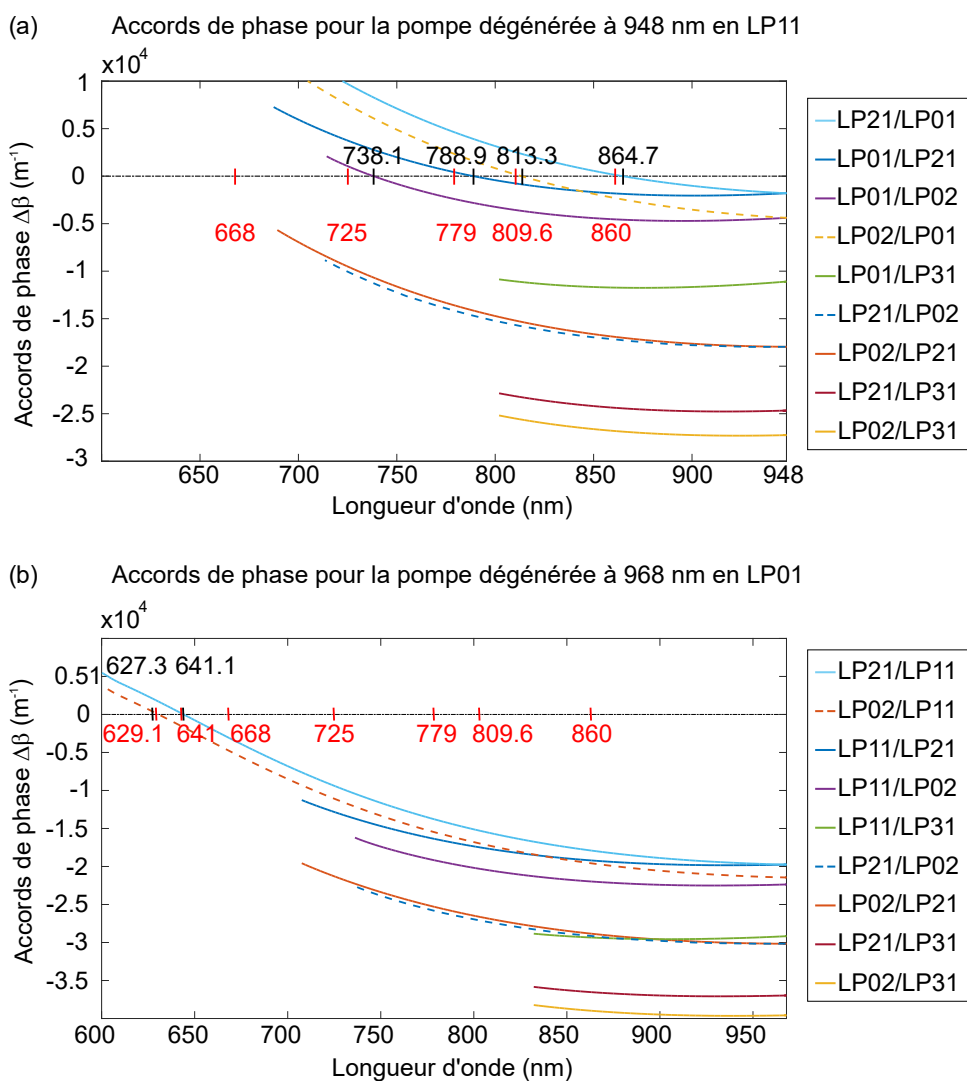


Figure 2.19 – Les courbes d'accords de phase calculées en fonction de la longueur d'onde de l'idler pour les deux pompes secondaires à 948 nm dans le mode LP11 en (a) et à 968 nm dans le mode LP01 en (b). Les valeurs en noires sont les valeurs théoriques et les valeurs en rouges sont les valeurs expérimentales.

La figure 2.19 (a) montre les courbes de $\Delta\beta$ pour une pompe à 948 nm dans une configuration modale LP11/LP11 avec différentes configurations modales LP_{xy}/LP_{za} pour l'idler et le signal, respectivement. On a observé expérimentalement la génération du pic à 948 nm dans le mode LP11 en figure 2.15 lorsque l'injection n'était pas modalement optimisée. Dans ces résultats, l'apparition de pics presque simultanée à celle du pic à 948 nm est visible et l'analyse modale est faite pour deux d'entre eux, soit à 779 nm et à 668 nm. La comparaison des valeurs théoriques des idlers en figure 2.19 (a) avec ceux expérimentaux permet de montrer de très bons accords avec les mélanges à quatre ondes générés en figure 2.14 : pour l'idler théorique à 864.7 nm dans le mode LP21 et l'idler expérimental à 860 nm, pour l'idler théorique à 813.3 nm dans le mode LP02 et l'idler expérimental à 809.6 nm, pour l'idler théorique à 788.9 nm dans le mode LP01 et l'idler expérimental à 779 nm dans le mode LP01, et pour l'idler théorique à 738.1 nm dans le mode LP01 et l'idler expérimental à 725 nm.

Par ailleurs, l'une des courbes pour une configuration LP02/LP21 semble tendre pour croiser

le zéro pour un idler théorique à 663.7 nm, ce qui donnerait un signal à 1658 nm, longueur d'onde à laquelle le mode LP21 n'est plus guidé. Malgré l'absence de guidage le mode peut être généré puis être absorbé par la gaine, c'est pourquoi il est pertinent de comparer ces résultats théoriques avec ceux expérimentaux qui donnent une valeur d'idler très proche à 668 nm pour un mode LP02 identique à celui attendu théoriquement. On peut noter qu'au dessous de 650 nm, aucun idler théorique n'est attendu. Cela correspond aux résultats expérimentaux de la figure 2.14.

Sur les résultats expérimentaux de la figure 2.16, on a remarqué l'absence de la génération de l'idler à 948 nm, par contre celui à 968 nm est intensément généré. Pour vérifier l'absence de compétition entre ces deux pompes secondaires pour les résultats expérimentaux de la figure 2.14 et pouvoir comprendre ceux de la figure 2.16, on analyse les courbes d'accords de phase pour une pompe secondaire à 968 nm dans le mode LP01.

La figure 2.19 (b) montre les courbes de $\Delta\beta$ pour une pompe à 968 nm dans une configuration modale LP01/LP01 avec différentes configurations modales LP_{xy}/LP_{za} pour l'idler et le signal, respectivement.

La comparaison des valeurs théoriques des idlers en figure 2.19 (b) avec ceux expérimentaux permet d'obtenir de très bons accords avec les mélanges à quatre ondes générés en figure 2.16 : pour l'idler théorique à 641.1 nm dans le mode LP11 et l'idler expérimental à 641 nm, pour l'idler théorique à 627.3 nm dans le mode LP02 et l'idler expérimental à 629.1 nm. On remarque par ailleurs qu'aucune valeur d'idler n'est attendue théoriquement au-dessus de 642 nm pour cette configuration de pompe dégénérée à 968 nm dans le mode LP01. On en conclut qu'il n'y a pas de compétition entre les deux pompes secondaires et que les processus de mélanges à quatre ondes ont pu être identifiés grâce à trois pompes distinctes : une principale non-dégénérée à 1064 nm, qui est à l'origine des deux pompes secondaires dégénérées à 948 nm et à 968 nm. Toutes les comparaisons théoriques et expérimentales pour ces trois pompes sont résumées dans le tableau 2.3.

Le tableau 2.3 résume les valeurs des idlers provenant des calculs des accords de phases et des données expérimentales pour les trois pompes à 1064 nm, à 948 nm et à 968 nm. Les valeurs expérimentales notées avec une astérisque sont celles provenant des mesures expérimentales des figures 2.14 et 2.16. Les autres valeurs expérimentales qui sont données comme les longueurs d'onde des signaux au-delà de 1300 nm, ont été calculées à partir des longueurs d'onde des idlers expérimentaux. Cette comparaison montre un très bon accord entre les valeurs théoriques et expérimentales. Cela confirme les processus de mélanges à quatre ondes intermodaux provenant soit d'une pompe principale soit d'une pompe secondaire. Ces processus sont définis comme des mélanges paramétriques intermodaux en cascade générés dans la fibre faiblement multimode à saut d'indice.

Ces processus de mélanges paramétriques intermodaux proviennent soit du bruit avec des puissances demandées relativement faible comme par exemple ceux avec : un idler à 968 nm et un signal à 1174 nm, un idler à 1038.5 nm et un signal à 1090.8 nm, et avec un idler à 904 nm et un signal à 1290.8 nm ; soit sont stimulés par la présence du continuum généré dans le proche infra-rouge comme par exemple celui avec un idler à 948 nm et un signal à 1212.3 nm qui n'apparaissent qu'avec la présence du continuum à une puissance relativement forte (cf. figure 2.14). On remarque, de surcroît, la génération de l'idler très intense à 779 nm avec son signal à 1210.6 nm dont l'intensité peut être justifié par l'efficacité de la génération de cet idler dans le mode fondamentale mais aussi par la présence de son signal très proche du signal à 1212.3 nm de l'idler à 948 nm étant la pompe secondaire permettant de le générer. Il y a donc amplification de son intensité par ce signal à 1212.3 nm positionné dans la cascade Raman aidant à cette amplification.

Pompe	Théorie				Mesures			
1064 nm	Idler		Signal		Idler		Signal	
modes [LP _{ij}]	mode	λ [nm]	mode	λ [nm]	mode	λ [nm]	mode	λ [nm]
LP ₀₁ /LP ₁₁	LP ₀₁	975	LP ₁₁	1170	LP ₀₁ *	968*	LP ₁₁	1174*
LP ₁₁ /LP ₂₁	LP ₁₁	950	LP ₂₁	1208	LP ₁₁ *	948*	LP ₂₁	1212.3
LP ₂₁ /LP ₀₂	LP ₂₁	1038	LP ₀₂	1091.3	LP ₂₁ *	1038.5*	LP ₀₂ *	1090.8*
LP ₁₁ /LP ₀₂	LP ₁₁	936.7	LP ₀₂	1231.3	LP ₁₁	935*	LP ₀₂	1234.3
LP ₀₁ /LP ₀₂	LP ₀₁	877.1**	LP ₀₂	1352.1	LP ₀₁	904*	LP ₀₂	1290.8

Pompe	Théorie				Mesures			
948 nm	Idler		Signal		Idler		Signal	
modes [LP _{ij}]	mode	λ [nm]	mode	λ [nm]	mode	λ [nm]	mode	λ [nm]
LP ₁₁ /LP ₁₁	LP ₀₂	663.7	LP ₂₁	1658	LP ₀₂ *	668*	LP ₂₁	1632.1
LP ₁₁ /LP ₁₁	LP ₀₁	788.9	LP ₂₁	1187.5	LP ₀₁ *	779*	LP ₂₁	1210.6
LP ₁₁ /LP ₁₁	LP ₀₁	738.1	LP ₀₂	1324.7	LP ₀₁	725*	LP ₀₂	1369.1
LP ₁₁ /LP ₁₁	LP ₀₂	813.3	LP ₀₁	1136.2	LP ₀₂	809.6*	LP ₀₁	1143.5
LP ₁₁ /LP ₁₁	LP ₂₁	864.7	LP ₀₁	1049.1	LP ₂₁	860*	LP ₀₁	1056.1

Pompe	Théorie				Mesures			
968 nm	Idler		Signal		Idler		Signal	
modes [LP _{ij}]	mode	λ [nm]	mode	λ [nm]	mode	λ [nm]	mode	λ [nm]
LP ₀₁ /LP ₀₁	LP ₂₁	641.1	LP ₁₁	1975.1	LP ₂₁	641*	LP ₁₁	1976.1
LP ₀₁ /LP ₀₁	LP ₀₂	627.3	LP ₁₁	2118.7	LP ₀₂	629.1*	LP ₂₁	2098.4

Tableau 2.3 – Tableau de comparaison entre les valeurs théoriques obtenues pour un pourcentage de dopage Ge de 3.75 % et expérimentales des accords de phase donnant les valeurs des longueurs d'onde des idlers et signaux pour les différentes pompes considérées. (* données expérimentales; ** courbes d'accord de phase pour la pompe à 1064 nm pour un pourcentage de 3.275 % de Ge en figure A.1.)

Ces résultats expérimentaux prouvent la possibilité de mélanges à quatre ondes intermodaux en cascade dans une fibre à saut d'indice faiblement multimode. On a pu identifier sur 5 m de fibre deux processus de génération de mélanges intermodaux à quatre ondes en cascade (IMFWM en cascade) dépendant de l'injection, dont l'un génère un continuum allant jusqu'à 900 nm avec la génération de pics très fin à 779 nm et 669 nm. Ce premier processus IMFWM en cascade est identifié comme responsable en interagissant avec la cascade Raman à la génération du supercontinuum généré de 560 nm à 2350 nm sur 50 m de fibre. Le deuxième IMFWM en cascade identifié sur 5 m de fibre provoque la génération de deux continua, un dans le proche infra-rouge de 900 nm à 1700 nm et un autre dans le visible de 495 nm à 760 nm.

Pour ces résultats seulement deux injections différentes ont été testées. Pour permettre de voir l'influence modale au niveau de l'injection sur ces mélanges à quatre ondes intermodaux, un système passif de contrôle modal du faisceau injecté dans la fibre va être mis en place dans la section suivante.

2.5/ Contrôle modal avec des lames de phase

Un contrôle modal passif est mis en place grâce à des lames de phases qui permettent de mettre en forme le faisceau optique qui les traverse. Le terme passif est utilisé en opposition au terme de contrôle modal actif, qui est en général mis en place en utilisant un écran de cristaux liquides qui permet avec un ordinateur de moduler en temps réel la forme que peut prendre le faisceau optique passant sur cet écran. Cet écran est communément appelé SLM (Spatial Light Modulator). Un SLM fut utilisé dans le cadre d'une supervision de stage de master 1, expérience qui a donné des résultats similaires à ceux montrés précédemment : les modes d'ordre supérieur au dessus du mode LP11 n'ont pu être testés, et la puissance injectée restait relativement faible dû aux propriétés des cristaux liquides par rapport aux valeurs obtenues dans les expériences de la section précédente.

Le choix est alors fait d'un contrôle modal passif car, malgré l'absence de contrôle en temps réel, il permet de moduler le faisceau grâce aux designs de modèle sur les lames de phase, qui supportent la puissance voulue. Le choix des designs, la fabrication et la caractérisation des lames de phase sont présentés dans cette section, ainsi que les résultats expérimentaux obtenus avec leur utilisation.

2.5.1/ Caractérisation des lames de phase

Dans un premier temps, les lames de phase ont été fabriquées à partir du design en figure 2.20 dans un Wafer de verre BOROFLOAT® 33 d'épaisseur 500 μm . Les lames de phase font 10×10 mm, les motifs sont dessinés sur un carré de 8×8 mm.

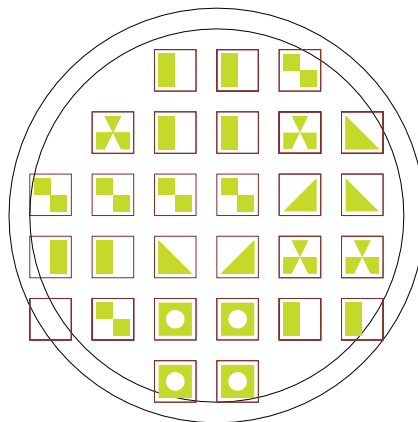


Figure 2.20 – Masque de lames de phase

Le design et le calcul de profondeur de gravure ont été fait à partir de la référence [121], soit : $d = \lambda * (2(n - 1)(1 + \delta))^{-1} = 1.15 \mu\text{m}$, avec l'erreur normalisée de la différence de phase $\delta = 0$, la longueur d'onde $\lambda = 1064 \text{ nm}$ et l'indice du matériaux $n = 1.4621$. La pente S est de 80 % en lien avec les techniques de gravure du verre. Les designs ont été sélectionnés pour correspondre à la mise en forme du faisceau optique dans les modes LP11, LP21, LP31 et LP02, tout cela pour un diamètre de faisceau optique traversant la lame de phase d'environ 4 mm.

Après fabrication, les lames de phase ont été caractérisées sur le montage expérimental en figure 2.21 sur laquelle les distances ne sont pas à l'échelle :

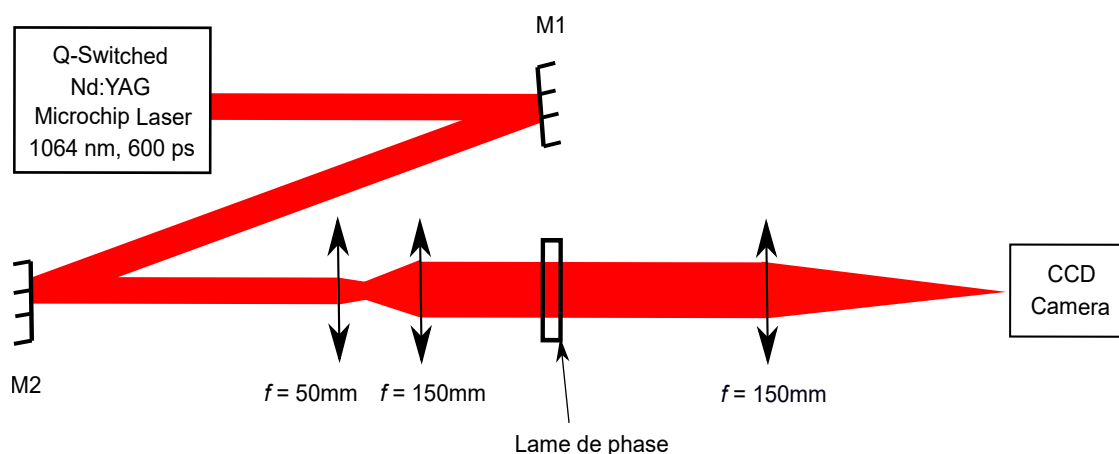


Figure 2.21 – Montage expérimental pour la caractérisation des lames de phase

En figure 2.21, le montage expérimental est composé d'un laser Q-switched Nd :YAG Microchip laser à 1064 nm avec un taux de répétition de 1 kHz et une largeur de pulse de 600 ps. Le faisceau laser est ensuite élargi à travers un télescope ($\times 3$) composé de deux lentilles biconvexes, la première de focale 50 mm et la deuxième de focale 150 mm. Le faisceau traverse la lame de phase et est focalisé via une lentille biconvexe de focale 150 mm sur la caméra CCD pour être imagé. En effet, les lames de phase mettent en forme le faisceau optique, qui doit être imagé dans le plan de fourrier d'une lentille pour obtenir l'image réelle du mode désiré.

Les différentes lames de phase formant le mode LP02 ont été surdimensionnées et ne conviennent pas pour former le mode attendu avec la largeur de faisceau disponible dans le montage expérimental. Le résultat de la lame pour le mode LP02 est montré en figure 2.22 en lame n°4. On voit en effet que le faisceau optique n'est modulé qu'à son extrémité, ce qui ne produit pas le mode LP02 complètement formé.

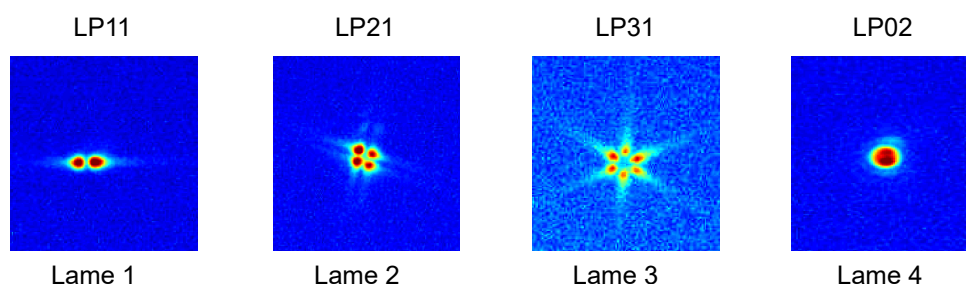


Figure 2.22 – Images modales générées par les lames de phase n°1 pour le mode LP11, n°2 pour le mode LP21, n°3 pour le mode LP31 et n°4 pour le mode LP02.

Les lames de phase formant les trois autres types de modes (LP11, LP21 et LP31) conviennent pour former les modes attendus. Le mode LP21 a été particulièrement bien formé avec les lames n°2. Le mode LP31 est particulièrement réussi avec la lame n°3. Le mode LP11 est formé avec succès avec cinq lames dont la lame n°1. Cependant, une hétérogénéité apparaît au niveau de l'intensité des lobes pour ces trois types de modes, ce qui est probablement dû à la qualité de la gravure (profondeur, homogénéité). Les lames de phase n°1, n°2 et n°3 qui sont montrées en figure 2.22 sont utilisées pour les injections dans la fibre à saut d'indice.

2.5.2/ Résultats expérimentaux avec le contrôle modal passif

Après la caractérisation des lames de phase, le montage expérimental est complété (cf. la figure 2.23) pour pouvoir injecter le faisceau modulé par les lames de phase dans la fibre à saut d'indice faiblement multimode. Un miroir flip-flop est utilisé pour permettre l'imagerie ou l'injection. L'injection se fait grâce à une lentille biconvexe de focale 50 mm. Le faisceau optique provenant de la sortie de fibre traverse ensuite un objectif $\times 10$. Grâce à un deuxième miroir flip-flop, le faisceau est alors soit injecté dans une fibre à large cœur multimode connectée à un analyseur de faisceau optique (OSA, ici Yokogawa (350 à 1200 nm)), soit envoyé à un miroir M3 puis un miroir M4 pour être ensuite imagé sur la caméra CCD.

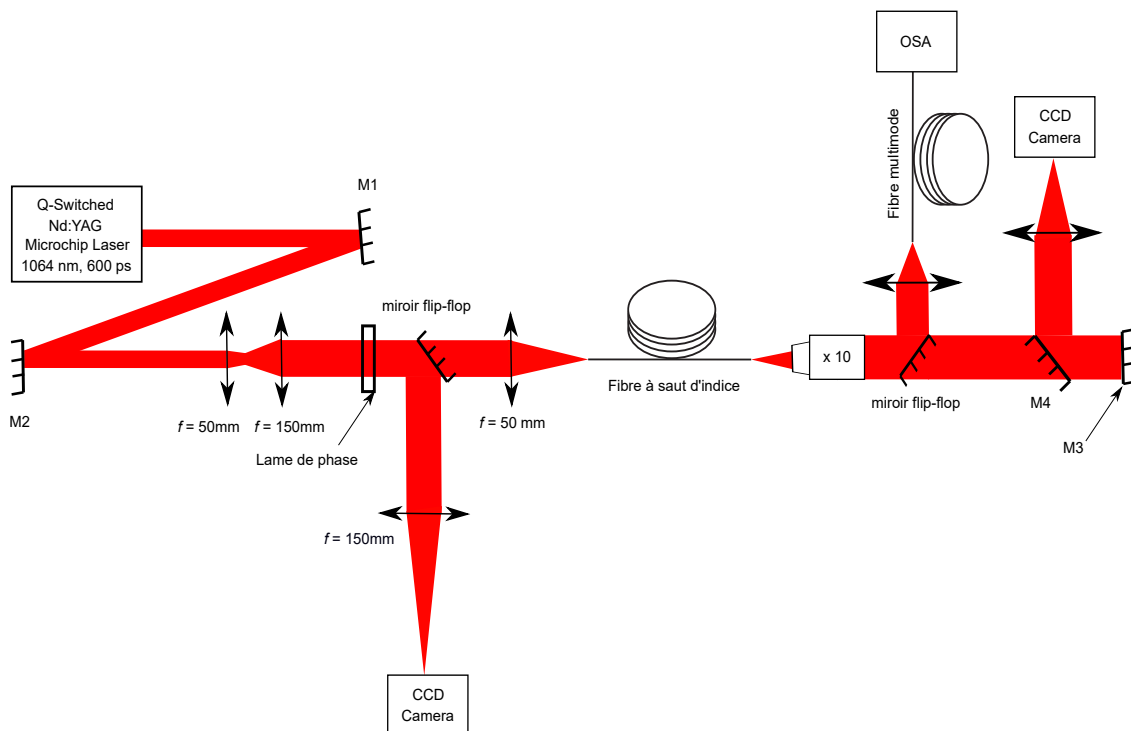


Figure 2.23 – Montage expérimental pour la génération de mélanges paramétriques intermodaux dans la fibre à saut d'indice faiblement multimode.

La lentille de focale 50 mm a été choisie pour l'injection car elle est la seule (en comparaison avec des focales de 25 mm et 75 mm et des objectifs $\times 10$ et $\times 4$) permettant un couplage de 14 % dans la fibre. Ce couplage de 14 % est suffisant pour générer des effets non-linéaires par la suite. Ce système permet d'obtenir, en entrée de fibre, une taille de beam waist de diamètre de $8 \mu\text{m}$ pour une fibre de cœur de diamètre $15 \mu\text{m}$ avec une ouverture numérique d'environ 0.13 qui permet d'estimer l'aire effective des différents modes en entrée de fibre avec cette fibre ayant une ouverture numérique de 0.13. Pour le mode LP01 on obtient une ouverture numérique de 0.08. Ces données donnent le meilleur compromis entre la taille du beam waist en entrée de fibre par rapport à l'ouverture numérique du mode injecté. Les résultats expérimentaux sont ensuite présentés en figures 2.24 et 2.25 avec une fibre de longueur de 3 m.

L'étude des mélanges paramétriques à quatre ondes intermodaux a déjà été présentée dans la section précédente. Toutes les vérifications théoriques des valeurs expérimentales utilisées proviennent de cette étude.

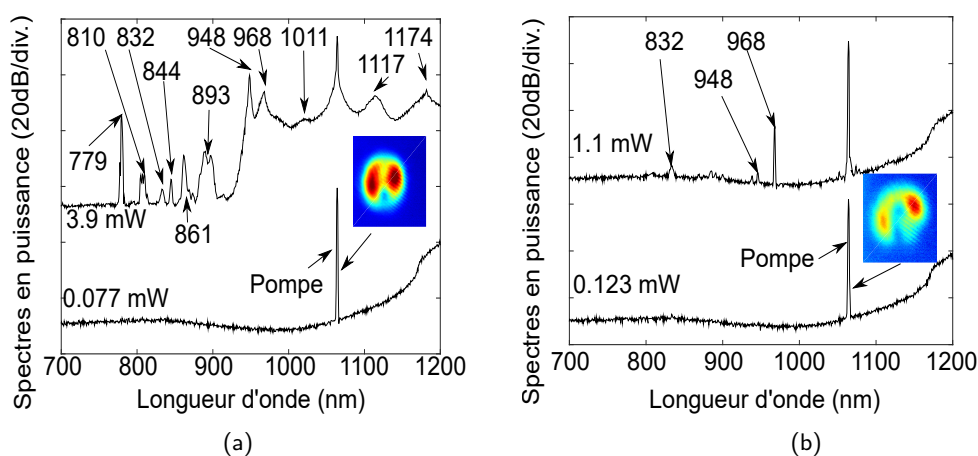


Figure 2.24 – (a) Spectres expérimentaux sans lame de phase. L'image en sortie de fibre à basse puissance ($P = 0.077$ mW) est montrée en fausse couleur au-dessus du premier spectre. Le second spectre est pris à puissance maximale ($P = 3.9$ mW) en sortie de fibre. (b) Spectres expérimentaux avec la lame de phase n°3 donnant le mode LP31. L'image en sortie de fibre à basse puissance ($P = 0.123$ mW) est montrée en fausse couleur au-dessus du premier spectre. Le second spectre est pris à puissance maximale ($P = 1.1$ mW) en sortie de fibre.

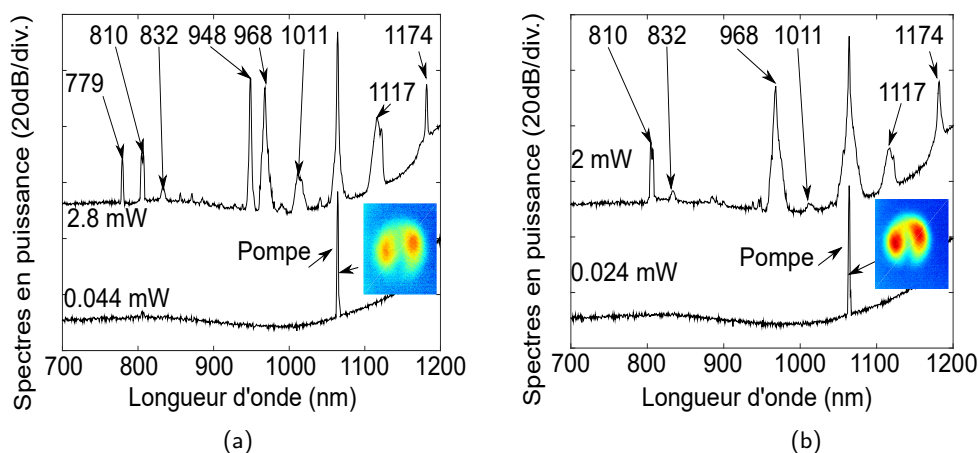


Figure 2.25 – (a) Spectres expérimentaux avec la lame de phase n°1 donnant le mode LP11. L'image en sortie de fibre à basse puissance ($P = 0.044$ mW) est montrée en fausse couleur au-dessus du premier spectre. Le second spectre est pris à puissance maximale ($P = 2.8$ mW) en sortie de fibre. (b) Spectres expérimentaux avec la lame de phase n°2 donnant le mode LP21. L'image en sortie de fibre à basse puissance ($P = 0.024$ mW) est montrée en fausse couleur au-dessus du premier spectre. Le second spectre est pris à puissance maximale ($P = 2$ mW) en sortie de fibre.

Pour commencer, en figure 2.24 (a), on retrouve un spectre similaire à ce qui a été présenté en figure 2.14. A haute puissance ($P = 3.9$ mW), la pompe à 1064 nm génère trois mélanges paramétriques à quatre ondes intermodaux : un premier idler à 968 nm dans le mode LP01 et son signal à 1174 nm dans le mode LP11 ; un deuxième idler à 948 nm dans le mode LP11 avec son signal à 1210 nm dans le mode LP21 et un troisième idler pointé sur une bande assez large avec un idler à 893 nm et à 904 nm tous deux dans le mode LP01 (cf tableau de comparaison 2.3 et figure A.1). Le deuxième idler à 948 nm est suffisamment puissant pour générer trois mélanges paramétriques à quatre ondes dégénérés avec un idler à 779 nm dans le mode LP01, un idler à 861 nm dans le mode LP21, et un idler à 810 nm dans le mode LP02. Le pic à 844 nm n'est pas clairement identifié, il pourrait provenir d'un mélange à quatre ondes

faisant intervenir un des ordres de la cascade Raman couplé avec la pompe à 1064 nm. Le pic à 832 nm n'est pas non plus clairement identifié mais il semblerait provenir d'un artefact provenant de la source laser car il a été observé dans des régimes sans effets non-linéaires.

Au vu de la bonne concordance entre les calculs d'accords de phase théoriques avec ceux observés expérimentalement, aucun nouveau mélange à quatre ondes n'est attendu lors de cette étude. On a pu remarqué l'absence de mélanges à quatre ondes avec une pompe à 1064 nm impliquant le mode LP31 en figure 2.18. C'est pourquoi l'injection dans le mode LP31 n'est pas supposé générer de spectres avec beaucoup de bandes spectrales générées. Lors de l'utilisation de la lame de phase n°3 pour former le faisceau en mode LP31 avant injection, on voit clairement sur la figure 2.24 (b) un changement de spectre à haute puissance ($P = 1.1$ mW). La composante à 968 nm est faiblement générée, et celle à 948 nm peine à sortir du bruit. Aucun ordre Raman n'est généré, ce qui s'explique par la faible puissance obtenue à l'injection de ce mode LP31 qui n'est pas suffisante pour atteindre le palier de la génération de la cascade Raman. L'image du mode de la pompe à faible puissance montre un mode mixé qui explique la génération de ces mélanges à quatre ondes impliquant les modes LP11 et LP21 malgré l'injection préférentielle du mode LP31. En effet ces mélanges à quatre ondes à 968 nm et 948 nm ne font pas intervenir le mode LP31. Cette injection préférentielle du mode LP31 qui malgré tout montre une excitation des modes LP11 et LP21 pendant la propagation de la lumière dans la fibre montre la limite de cette étude du contrôle modal passif dans notre cas.

La lame de phase n°2 est utilisée pour former le faisceau en mode LP11 avant injection, on voit clairement sur la figure 2.25 (a) un changement de spectre à haute puissance ($P = 2.8$ mW). La puissance injectée est suffisante pour seulement générer un premier ordre Raman à 1117 nm ainsi que son anti-stoke à 1011 nm. Les composantes à 968 nm dans le mode LP01 et à 948 nm dans le mode LP11 sont fortement générées et restent très fines spectralement. La composante à 948 nm dans le mode LP11 est optimisée grâce à ce contrôle d'injection dans le mode LP11, car on voit la génération efficace de ces mélanges à quatre ondes avec l'idler à 779 nm dans le mode LP01 et l'idler à 810 nm dans le mode LP02 ; alors que malgré la génération aussi intense de l'idler à 968 nm, celui-ci ne génère pas de cascade paramétrique, et plus particulièrement celle attendue à 641 nm dans le mode LP11, qui n'est pas générée. C'est pour cela que le spectre optique est montré en fonction de la longueur d'onde que de 700 nm à 1200 nm. L'absence de la génération de l'idler à 641 nm était prévisible, car d'après l'analyse faite avec la figure 2.16, cette composante à 968 nm dans le mode LP01 est optimisée lorsque l'injection est préférentiellement faite dans le mode fondamental (LP01). L'image modale de sortie de fibre à basse puissance confirme une injection préférentielle dans le mode LP11.

Lors de l'utilisation de la troisième lame de phase n°2 sélectionnée pour l'injection préférentielle du mode LP21 dans la fibre, on observe en figure 2.25 (b) à basse puissance que la photodiode de pompe sort du bruit et que l'image modale de la sortie de fibre ne correspond pas au mode LP21 mais à un mode mixé, c'est pourquoi la composante à 968 nm est générée à haute puissance ($P = 2$ mW). Par contre celle à 948 nm ne l'est pas ce qui pourrait justifier l'absence d'excitation du mode LP11. De plus, la puissance obtenue avec cette injection ne permet que la génération d'un premier ordre Raman à 1117 nm ainsi que de son anti-stoke à 1011 nm.

L'utilisation de lames de phase pour un contrôle passif de la forme du faisceau en entrée de fibre met en évidence la difficulté expérimentale de former le faisceau en entrée de fibre et de garder cette forme le long de la propagation de celle-ci à basse puissance. Cela est probablement dû à la courbure de la fibre ou des micro-courbures qui permettent de briser la symétrie des modes se propageant et de les mixer entre eux. Un contrôle du positionnement

de l'entrée de fibre plus précis avec les coordonnées x , y , z mais aussi l'angle par rapport à l'axe de propagation du faisceau incident permettrait d'optimiser l'injection préférentielle d'un mode d'ordre supérieur dans la fibre. On observe que les images modale de la pompe à basse puissance sont presque identiques pour les quatre cas d'injection en montrant un état de mode mixé, avec pour deux d'entre elles un guidage préférentiel dans le mode LP11 en figure 2.24 (a) et en figure 2.25 (a). Pour les deux autres images, les modes d'ordre supérieur sont impliqués sans être pourtant clairement identifiés. On peut conclure que pour cette fibre à saut d'indice, l'injection optimale permettant de générer le supercontinuum est l'injection préférentiel dans le mode LP11 avec la génération de la pompe secondaire à 948 nm et sa cascade paramétrique intermodale.

2.6/ Conclusion

En conclusion, nous avons fait l'analyse de la génération de supercontinuum dans le visible, particulièrement sur deux octaves de 560 à 2350 nm, dans une fibre optique faiblement multimode à saut d'indice. Celle-ci fut pompée avec deux lasers différents un à 532 nm et un à 1064 nm. Nous avons pu identifier les mélanges paramétriques intermodaux générés dans les modes d'ordres supérieur ainsi que l'élargissement spectral résultant de l'utilisation des processus en cascade de la diffusion Raman et des mélanges intermodaux à quatre ondes. Ces résultats mettent en évidence le fait que la génération de SC à base de fibre optique peut être réalisée lors d'un pompage dans le régime de dispersion normale sans la génération de solitons ni d'ondes dispersives. De plus, un très bon accord a été obtenu entre nos prédictions théoriques basées sur les conditions d'accords de phase des mélanges à quatre ondes intermodaux en cascade et les observations expérimentales de bandes paramétriques générées. Le contrôle modale utilisé via la variation de la taille du diamètre du faisceau incident à l'injection a permis la génération de deux mélanges intermodaux à quatre ondes en cascades pour la génération d'un supercontinuum permettant chacun la génération distincte de différentes bandes spectrales dans le visible. Ces résultats prouvent la possibilité d'obtenir ces résultats dans une fibre faiblement multimode à saut d'indice spécialement designée pour être bimodale à 1550 nm et peut stimuler de nouvelles possibilités d'applications technologiques de la multimodalité des fibres. Après avoir clairement identifié les phénomènes responsables d'élargissement spectral vers les courtes longueurs d'onde, la prochaine limitation de la génération de ces composantes spectrales à hautes fréquences est le matériaux de la fibre optique. Dans cette optique, une fibre va être designée pour permettre la génération des phénomènes non-linéaires identifiés précédemment puis fabriquée dans un verre particulier qui supporte les courtes longueurs d'onde spécialement l'ultraviolet, et enfin étudiée expérimentalement dans le chapitre suivant.

Fibre multimode à cristaux photoniques à saut d'indice en verre UV-Grade base silice

3.1/ Introduction

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, l'objectif général de cette thèse est d'étudier la génération de nouvelles fréquences optiques vers les hautes fréquences (visible et UV) à partir du mélange à quatre ondes intermodal dans différentes classes de fibres optiques particulières multimodes.

Dans le chapitre 2, une fibre en silice faiblement dopée germanium en son cœur a été étudiée. Cette fibre faiblement multimode à saut d'indice a permis de générer un supercontinuum en pompant à 1064 nm dans le régime de dispersion normal relativement proche du zéro de dispersion de la fibre. On a pu conclure que ce supercontinuum généré sur toute la bande de transparence de la silice est dû aux mélanges paramétriques intermodaux en cascade mixés avec une cascade Raman. Cependant, ce supercontinuum s'est vu être limité dans la partie visible, particulièrement vers le bleu, par les caractéristiques du matériau de la fibre, la silice. De plus, lorsque cette fibre fut testée dans le visible loin de son zéro de dispersion à 532 nm, le continuum généré s'est faiblement étendu vers les hautes fréquences. Une source directement dans le proche UV semble être la meilleure possibilité si le zéro de dispersion de la fibre reste similaire à cette fibre.

C'est pourquoi, dans ce chapitre, nous allons proposer un design de fibre à cristaux photoniques, multimode dans la région autour des 350 nm, et à saut d'indice, afin de pouvoir générer, en pompant directement dans le proche UV, des mélanges paramétriques intermodaux et une cascade Raman dans le but d'obtenir un continuum dans l'UV. De plus, comme l'une des limitations de l'élargissement spectral est le matériau de la fibre, soit la silice, et l'utilisation du dopant oxyde de germanium, cette fibre va être fabriquée dans un verre silice dopé aux ions hydroxides (OH^-) qui possède une bande de transparence plus large dans l'UV. Après avoir proposé le design et avoir obtenu une fibre en verre spécial UV, nous étudierons cette fibre expérimentalement avec une pompe dans le proche UV à 355 nm. Les résultats seront analysés et une brève étude numérique sera proposée pour comprendre les phénomènes non-linéaires responsables des élargissements spectraux. Enfin, une courte analyse de la robustesse de la fibre aux rayonnements UV sera proposée.

3.2/ Design de la fibre

La difficulté dans l'élaboration du design de cette fibre est de trouver un compromis entre le diamètre des trous d'air d et le pitch Λ , tout en essayant d'avoir un diamètre de cœur a le plus petit possible pour permettre un bon confinement de la lumière à la longueur d'onde choisie. Si les diamètres des trous d'air sont trop petits par rapport au pitch, on obtient une fibre infiniment monomode [122] (voir Annexe A.3). Pour simuler les différentes possibilités, le logiciel COMSOL a été de nouveau utilisé.

3.2.1/ Simulation du design et équation d'accord de phase

Après plusieurs essais de design de structure en collaboration avec A. N. Ghosh dans le cadre du projet européen H2020 SUPUVIR, le choix s'est arrêté sur le design donné en figure 3.1.

La figure 3.1 montre la structure parfaite de la fibre à cristaux photoniques avec le diamètre de cœur $a = 4.26 \mu\text{m}$, le diamètre des trous d'air $d = 3.5 \mu\text{m}$ et le pitch $\Lambda = 3.88 \mu\text{m}$ et la fraction air/verre $d/\Lambda = 0.902$. A partir de cette structure, et avec l'équation de Sellmeier 1.9 donnant l'indice de la silice dopée OH^- en fonction de la longueur d'onde, qui correspond approximativement à celui de la silice, on résout numériquement l'équation d'Helmholtz 1.34 afin d'obtenir les indices effectifs et les constantes de propagation pour chaque mode guidé.

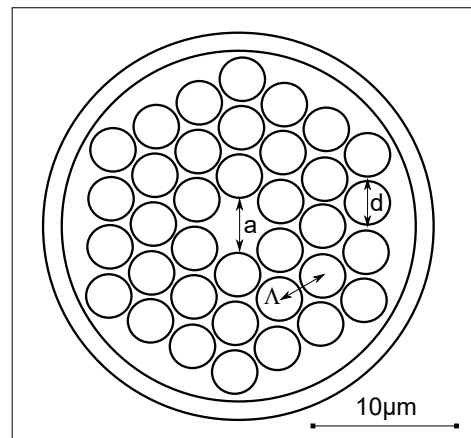


Figure 3.1 – Design de la structure de la fibre multimode à saut d'indice à cristaux photoniques avec le diamètre de coeur $a = 4.26 \mu\text{m}$, le diamètre des trous d'air $d = 3.5 \mu\text{m}$ et le pitch $\Lambda = 3.88 \mu\text{m}$.

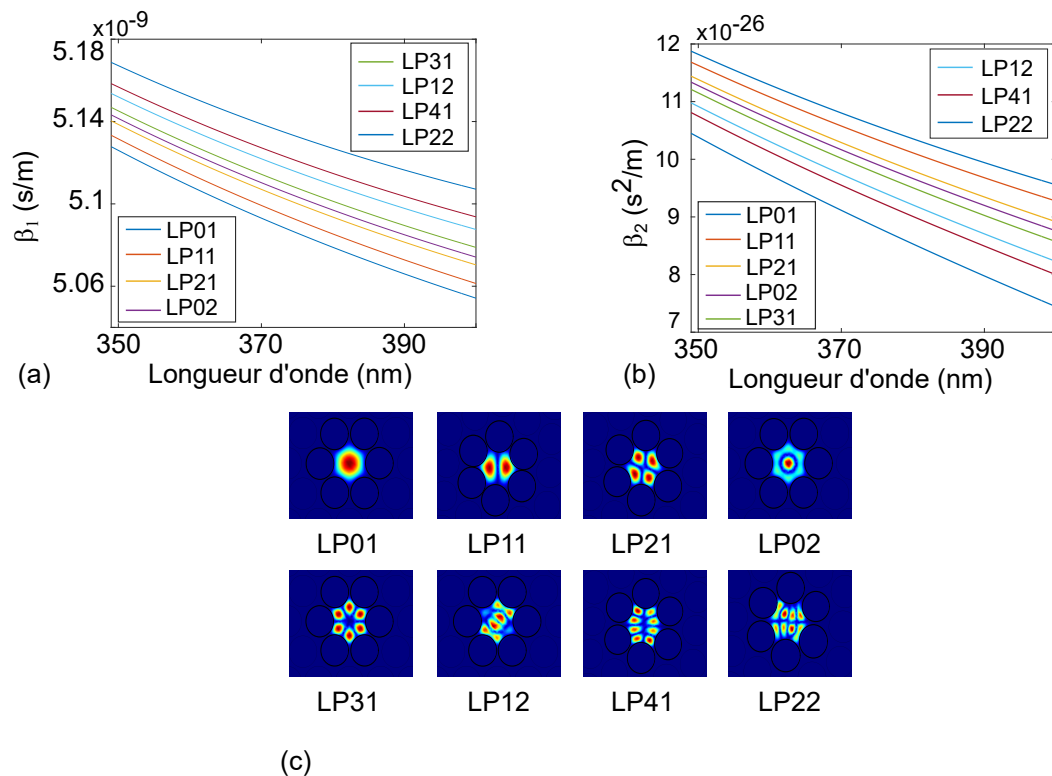


Figure 3.2 – (a) Inverse de la vitesse de groupe β_1 en fonction de la longueur d'onde de 350 nm à 400 nm pour les 8 premiers modes guidés de LP01 à LP22 (donnés en (c)), (b) Dispersion de la vitesse de groupe (GVD) β_2 en fonction de la longueur d'onde de 350 nm à 400 nm pour les 8 premiers modes guidés de LP01 à LP22 (donnés en (c)), (c) Images en fausses couleurs des 8 premiers modes guidés : LP01, LP11, LP21, LP02, LP31, LP12, LP41 et LP22.

Les figures 3.2 (a) et (b) donnent l'inverse de la vitesse de groupe β_1 et la dispersion de la vitesse de groupe (GVD) β_2 , respectivement, en fonction de la longueur d'onde de 350 nm à 400 nm pour les 8 premiers modes guidés LP01, LP11, LP21, LP02, LP31, LP12, LP41 et LP22, avec l'image de leur intensité en fausses couleurs montrés en figure 3.2 (c). Ce design

permet d'obtenir une fibre à cristaux photoniques avec un petit coeur de diamètre de $4.26 \mu\text{m}$ pour un meilleur confinement de la lumière à 355 nm . Il permet aussi de prévoir une fibre multimode entre 350 nm et 400 nm afin d'anticiper des mélanges paramétriques intermodaux. En effet, comme on l'a vu avec la fibre à saut d'indice dans le chapitre 2, lors d'un pompage dans le vert, on peut prédire des mélanges à quatre ondes intermodaux proches de la pompe lorsqu'on pompe dans le régime de dispersion fortement normal de la fibre étudiée (avec un zéro de dispersion vers 1300 nm). Pour un accord de phase intermodal comme vu dans le Chapitre 1, on a la condition d'accord de phase :

$$\Delta\beta = (\beta_1^k - \beta_1^j)\Omega + (\beta_2^j + \beta_2^k)\frac{\Omega^2}{2} = 0, \quad (3.1)$$

avec $\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{1}{c}(n + \omega \frac{dn}{d\omega})$ l'inverse de la vitesse de groupe v_g à la longueur d'onde de pompe et $\beta_2 = \frac{1}{c}(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2})$ la dispersion de la vitesse de groupe à la longueur d'onde de pompe. Les indices k et j sont utilisés pour annoter les différents modes. A partir de ces équations on déroule celles qui permettent de calculer les fréquences angulaires de l'idler et du signal, soit :

$$\omega_i^k = \frac{2(\beta_1^j - \beta_1^k)}{(\beta_2^j + \beta_2^k)} + \omega_p, \quad \omega_s^j = \omega_p - \frac{2(\beta_1^j - \beta_1^k)}{(\beta_2^j + \beta_2^k)}, \quad (3.2)$$

avec $\Omega = \omega_p - \omega_s^j = \omega_i^k - \omega_p > 0$. On retrouve les longueurs d'onde des signaux et idlers avec $\lambda = 2\pi c/\omega$. Les calculs théoriques des accords de phases et ainsi des longueurs d'onde des idlers et signaux obtenus seront comparés avec les résultats expérimentaux.

3.2.2/ Fabrication et pertes en absorption

La fibre a été fabriquée à partir du design en figure 3.1 par Photonics Bretagne situé à Lannion en France. L'image MEB de cette fibre est donnée en figure 3.3 a). Ils ont utilisé le verre F110 UV-Grade base silice d'Heraeus [123]. Ce verre contient jusqu'à 400 ppm d'ions hydroxides (OH^-), ce qui permet une bonne transmission dans la région du proche UV (UV-A) de 260 nm à 400 nm . Le seuil de solarisation est très bas pour ce verre, vers 300 nm , et possède aussi une relativement bonne transmission autour de 670 nm , 800 nm et 1030 nm . Le verre en lui même a une transmission mesurée par le fabricant de verre de 100 dB/km à 300 nm .

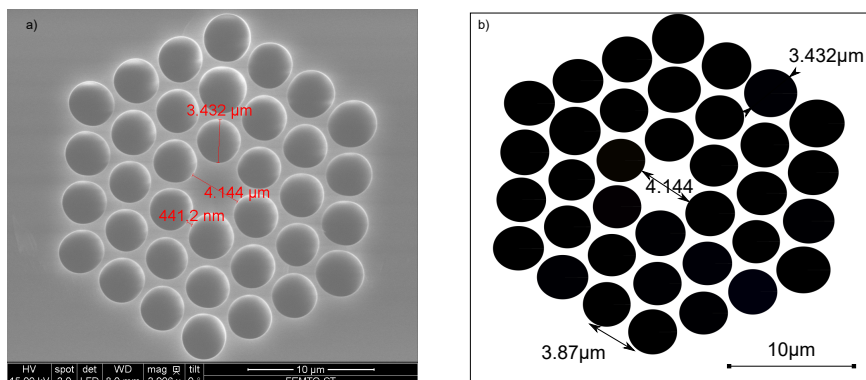


Figure 3.3 – a) Image MEB de la fibre à cristaux photoniques multimode à saut d'indice en verre spécial UV, fabriquée par Photonics Bretagne avec un diamètre de coeur de $4.144 \mu\text{m}$, un diamètre de trou d'air de $3.432 \mu\text{m}$, un pitch Λ de $3.87 \mu\text{m}$ et ratio air/silice de 0.887 . b) Image en noir et blanc de l'image MEB en a) pour un meilleur contraste.

A partir de l'image MEB de la fibre à cristaux photoniques (PCF) multimode à saut d'indice en verre spécial UV fabriquée par Photonics Bretagne en figure 3.3 a), on peut comparer les caractéristiques géométriques par rapport au design demandé avec le diamètre de coeur $a = 4.26 \mu\text{m}$, le diamètre des trous d'air $d = 3.5 \mu\text{m}$, le pitch $\Lambda = 3.88 \mu\text{m}$ et le ratio air/silice de 0.902. Pour la fibre fabriquée, on obtient le diamètre de coeur de $4.144 \mu\text{m}$, un diamètre de trou d'air de $3.432 \mu\text{m}$, un pitch Λ de $3.87 \mu\text{m}$ et ratio air/silice de 0.887. Les différences entre le design et la fibre obtenue sont suffisamment faibles pour pouvoir être satisfait de cette fibre.

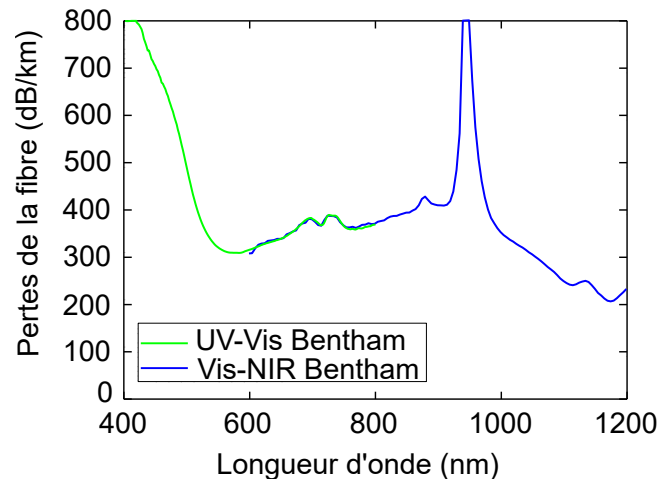


Figure 3.4 – Mesures des pertes de la fibre données par Photonics Bretagne.

La mesure des pertes sur le domaine spectral de 400 nm à 1200 nm a été faite par Photonics Bretagne et donnée en figure 3.4. On observe un minimum d'atténuation dans le visible avec 310 dB/km à 560 nm. Malgré l'absence de mesures d'atténuation en dessous de 400 nm, on peut estimer une valeur relative d'atténuation de 1000 dB/km à 300 nm pour la fibre optique en verre spécial UV. Cette valeur est relativement élevée par rapport aux valeurs données par le fabricant de verre pour le verre dopé en ion hydroxide avec une valeur de 100 dB/km à 300 nm. On peut expliquer cette perte de transmission de la fibre optique par rapport au verre soit par le design qui possède un grand ratio air/silice de 0.887, ce qui donne une grande sensibilité aux pertes par rugosité de surface ; et seulement trois couronnes de trous d'air, ce qui impliquerait des pertes de confinement. On peut aussi expliquer les pertes par le processus de fabrication durant lequel la teneur en ion hydroxide a pu diminuer ou bien le verre a pu être contaminé par un autre élément. En effet la courbe en vert de la figure 3.4 semble plus similaire de 380 nm à 580 nm avec la courbe pour une fibre standard à faible teneur en ion hydroxide (en vert sur la figure 1.5) qu'avec celle pour la fibre à haute teneur en ion hydroxyde (en bleu sur la figure 1.5). Cependant, le type de fibres comparé est très différent (fibre à cristaux photoniques avec fibre à cœur plein), et la chimie du verre est compliquée, on ne peut alors conclure ici sur la qualité de la fibre multimode à cristaux photoniques en verre spécial UV. C'est pourquoi, on va d'abord la tester expérimentalement avec une source dans le visible à 532 nm.

3.2.3/ Tests expérimentaux avec une source laser à 532 nm

Tout d'abord la fibre PCF multimode à verre spécial UV (UV-PCF) est testée avec une source à 532 nm, longueur d'onde dans le visible proche du minimum de pertes possibles pour cette fibre. La source laser et le montage expérimental sont ceux utilisés dans la section 2.3 du

chapitre 2 avec le schéma du montage expérimental en figure 2.4.

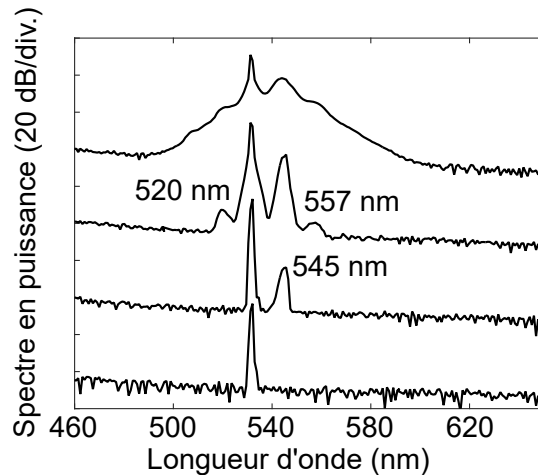


Figure 3.5 – Spectres expérimentaux de 460 nm à 660 nm de la sortie de fibre PCF multimode en verre spécial UV en fonction de la puissance de sortie de fibre 0.4 mW, 2.3 mW, 3.3 mW et 7 mW (de bas en haut).

La figure 3.5 montre les spectres expérimentaux de 460 nm à 660 nm pour une pompe à 532 nm en fonction de la puissance de sortie de fibre 0.4 mW, 2.3 mW, 3.3 mW et 7 mW (de bas en haut). On observe dans un premier temps, sur le premier spectre, que la pompe à 532 nm est relativement faible avec 15 dB de moins au-dessus du bruit par rapport à ce qu'on a pu observer pour la fibre à saut d'indice faiblement multimode dans le chapitre précédent (voir figure 2.5). En effet, malgré une longueur de fibre beaucoup plus courte avec 1 m de longueur pour la fibre UV-PCF par rapport à 50 m pour la fibre à saut d'indice, à puissance maximale injectée pour un couplage similaire entre les deux fibres de 70 %, la puissance en sortie de fibre maximale atteinte est de 7 mW pour la fibre UV-PCF, alors que pour la fibre à saut d'indice, testée précédemment, elle est de 17 mW. Cependant, même si on confirme de fortes atténuations de la puissance durant la propagation du faisceau lumineux à travers la fibre PCF multimode, on observe en figure 3.5 que la puissance minimale pour générer des effets non-linéaires est atteinte avec la génération du premier ordre Raman à 545 nm, pour une puissance en sortie de fibre de 2.3 mW. Puis on observe la génération de son anti-stokes à 520 nm et du second ordre Raman à 557 nm pour une puissance en sortie de fibre de 3.3 mW. A puissance maximale obtenue en sortie de fibre de 7 mW, on observe le début d'un continuum de 500 nm à 580 nm. De plus, on a photographié les images modales de la sortie de fibre. La figure 3.6 donne les photos des modes imagés en sortie de fibre pour une pompe à 532 nm. On retrouve la propriété multimodale de cette fibre avec le mode LP02 dans le vert, le mode LP11 en orange et jaune, et des modes mixés avec différentes couleurs impliquées. Cette brève étude de la fibre PCF multimode à verre spécial UV avec une source laser à 532 nm permet de montrer que malgré des pertes assez élevées, il est possible d'atteindre le seuil des effets non-linéaires et d'obtenir un élargissement spectral.

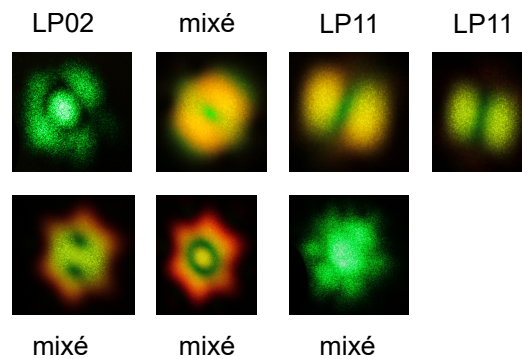


Figure 3.6 – Photos de C. Lapre avec un appareil photo CANON des images modales formées en sortie de la fibre à cristaux photoniques multimode lors d'un pompage à 532 nm pour différentes conditions de couplages.

3.3/ Résultats expérimentaux avec une source laser à 355 nm

3.3.1/ Montage expérimental

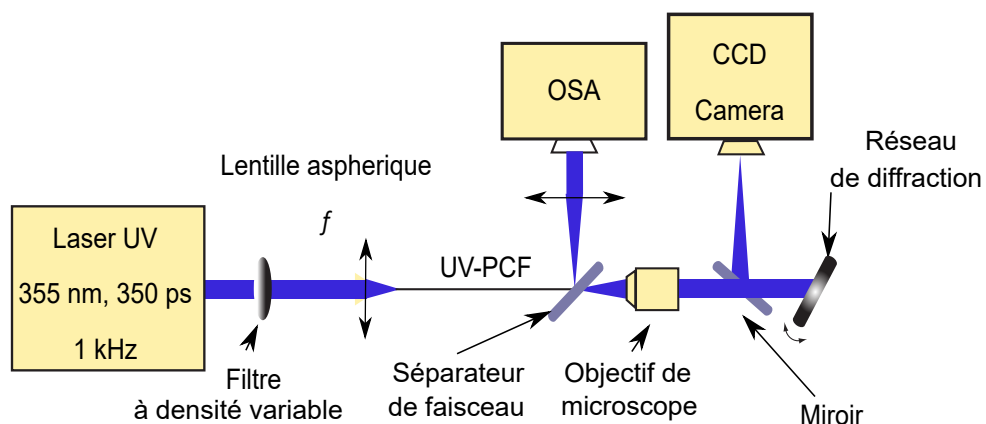


Figure 3.7 – Montage expérimental avec une source laser à 355 nm.

La figure 3.3 montre le montage expérimental utilisé pour la génération des mélanges paramétriques intermodaux. Il est composé d'une pompe laser passive Q-switched Nd :YAG microchip (Teemphotronics Powerchip™ series) à 355 nm avec un taux de répétition de 1 kHz et une durée d'impulsion de 350 ps. La puissance moyenne maximale est de 18 mW. Le faisceau laser est injecté grâce à différentes lentilles asphériques de focal 7.5 mm, 8 mm, 11 mm et 15.3 mm avec des ouvertures numériques (O.N.) de 0.3, 0.5, 0.3, 0.16, respectivement. Elles sont positionnées devant l'entrée de fibre et contrôlées par une table nanomax à 3 axes. La puissance d'entrée injectée est contrôlée par un filtre d'atténuation variable. Ensuite la sortie de fibre est positionnée devant un séparateur de faisceau. Celui-ci permet de collecter le faisceau lumineux grâce à un objectif Olympus Thorlabs x10 qui transmet la lumière à un miroir qui réfléchit le rayon sur un réseau de diffraction qui renvoie le faisceau sur un miroir, le réfléchissant sur une camera CCD DCU224x avec une résolution de 1280x1024 pixels. La camera image alors, en fonction de la position du réseau, les différents modes obtenus en fonction de

la longueur d'onde. Le séparateur de faisceau permet aussi d'analyser la sortie de fibre avec l'OSA Yokogawa AQ6373 (350 nm à 1200 nm).

Un échantillon de 75 cm est testé à 355 nm, un couplage maximal de 20 % de la puissance injectée est obtenu en le maintenant droit avec les lentilles de focales 7.5 mm, 8 mm, 11 mm. Avec la lentille de 15.3 mm, on atteint un couplage maximale de 28 %. On observe cependant de fortes diminutions dès que la fibre est courbée, ce qui confirme qu'une partie des pertes est due aux pertes de confinement. De plus, pour les segments de fibre de 1 m et 4 m, l'efficacité de couplage sera moins bonne à cause des effets non-linéaires intermodaux et des pertes en absorption discutées dans la section précédente.

3.3.2/ Génération de mélanges à quatre ondes intermodaux

L'étude expérimentale va se porter dans un premier temps sur des injections dans le cœur de la fibre. Quatre lentilles avec différentes focales et ouvertures numériques seront utilisées afin de chercher la meilleure injection pour optimiser la génération de mélanges à quatre ondes intermodaux avec une cascade Raman et ainsi obtenir un élargissement spectral. L'utilisation de ces quatre lentilles va aussi permettre de faire varier la taille du diamètre du faisceau incident à l'injection avec différentes ouverture numérique dans le but de varier le nombre de modes excités à l'injection et d'obtenir un couplage optimal en terme de génération de mélanges intermodaux à quatre ondes.

3.3.2.1/ Génération de mélanges à quatre ondes intermodaux avec différents types de couplages

Un segment de fibre de longueur de 4 m est d'abord utilisé avec une première lentille de focale $f = 15.3$ mm et d'ouverture numérique 0.16. Un segment de 1 m est aussi testé avec cette lentille dans le but de réduire l'influence de l'atténuation de la fibre. La figure 3.8 montre les résultats expérimentaux obtenus avec les différents couplages possibles de cette lentille qui permet d'avoir un diamètre de faisceau incident de $6.9 \mu\text{m}$.

La figure 3.8 (a) montre, pour une puissance en sortie de fibre de $187 \mu\text{W}$ sur 1 m de fibre, le spectre mesuré en sortie de fibre de 350 nm à 370 nm. On voit un mélange à quatre ondes avec un signal à 364.9 nm, avec l'image modale en fausses couleurs associée du mode LP02. La génération d'un premier ordre Raman à 360.8 nm est faiblement observée malgré la courte longueur de fibre. La figure 3.8 (c) montre, pour une puissance en sortie de fibre de $145 \mu\text{W}$ sur 1 m de fibre, le spectre mesuré en sortie de fibre de 350 nm à 370 nm. On observe seulement un seul mélange à quatre ondes avec un idler à 351.1 nm dans le mode LP01 et un signal à 358.3 nm dans le mode LP11. L'injection donnant ces résultats en figure 3.8 (c) ne semble absolument pas optimisée pour la génération de cascade Raman avec l'absence de premier ordre Raman sur ce spectre. La figure 3.8 (b) montre, pour une puissance en sortie de fibre de $21 \mu\text{W}$ sur 4 m de fibre, le spectre mesuré en sortie de fibre de 350 nm à 370 nm. Le spectre montre plus de pics générés mais il semble difficile à analyser car les pics des signaux sont générés relativement proches les uns des autres et avec un premier ordre Raman à 360.8 nm. Un premier signal est identifié à 358.1 nm, un second signal à 358.9 nm et un troisième signal à 359.9 nm dans le mode LP21. On observe également deux autres bandes spectrales dont une à 363.7 nm dans le mode LP11 et l'autre à 366 nm dans un mode étalé qui ressemble au mode LP01. En figure 3.8 (d), pour une puissance en sortie de fibre de $23.5 \mu\text{W}$ sur une longueur de fibre de 4 m, on observe la pompe à 355 nm et son image modale mixée. Les pics sont à nouveau générés à des longueurs d'onde très proches et semblent aussi mixés avec le premier ordre Raman à 360.8 nm.

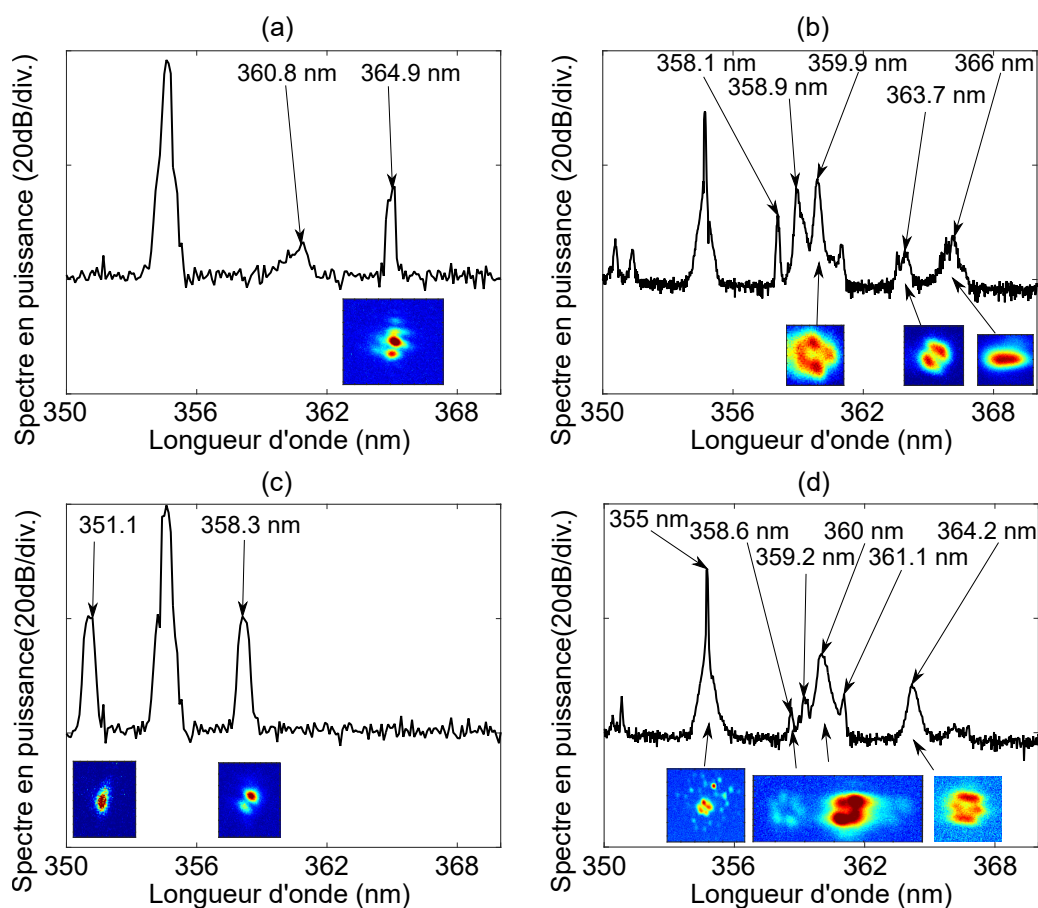


Figure 3.8 – Résultats expérimentaux de 350 nm à 370 nm de mélanges à quatre ondes intermodaux avec une injection utilisant la lentille de focale $f = 15.3$ mm, O.N. = 0.16, pour différentes longueurs de fibre et différentes puissances en sortie de fibre (a) $L = 1$ m, $P_{\text{out}} = 187 \mu\text{W}$, (b) $L = 4$ m, $P_{\text{out}} = 21 \mu\text{W}$, (c) $L = 1$ m, $P_{\text{out}} = 145 \mu\text{W}$, (d) $L = 4$ m, $P_{\text{out}} = 23.5 \mu\text{W}$.

On voit un premier signal à 358.6 nm dans le mode LP31, un second signal à 359.2 nm dans le mode LP21, et un troisième signal à 361.1 nm dans un mode difficile à identifier. Un dernier signal est observé un peu plus éloigné des autres à 364.2 nm dans le mode LP31.

On peut déjà conclure que les résultats obtenus sur 1 m de longueur de fibre sont moins fructueux que ceux obtenus sur 4 m de fibre malgré l'atténuation assez forte de cette fibre. Par rapport à la génération du premier ordre Raman attendue, on peut penser que comme le gain Raman augmente exponentiellement en fonction de la longueur, sur 1 m de fibre, il est relativement faible sur 4 m de fibre. Cependant, dans l'expérimentation, la génération du premier ordre Raman semble identique sur 4 m que sur 1 m. Cela peut provenir de la forte atténuation de la fibre, mais aussi d'un problème de confinement du faisceau optique dans le cœur de cette fibre. Le calcul de la longueur effective est donné par la formule : $L_{\text{eff}} = (1 - e^{-\alpha L})/\alpha$. Pour une perte de 0.9 dB/m à 350 nm sur un tronçon de fibre de 1 m $L_{\text{eff}} = 0.66$ m, sur un tronçon de 4 m $L_{\text{eff}} = 1.08$ m. La différence est assez faible entre les deux tronçons. Pour le tronçon de 4 m, cependant, on pourrait s'attendre à une génération d'un effet Raman plus efficace. C'est pourquoi on peut supposer qu'il y a un problème de confinement du faisceau pour l'optimisation de la génération d'une cascade Raman le long de la fibre UV-PCF. Dans la suite de ces expérimentations, seulement le segment de 4 m sera alors testé.

Le segment de fibre de longueur de 4 m est ensuite utilisé avec une seconde lentille de

focale $f = 7.5$ mm et d'ouverture numérique 0.3. La figure 3.9 montre les résultats des deux couplages différents obtenus avec cette lentille qui permet d'avoir un diamètre de faisceau incident de $3.4 \mu\text{m}$.

La figure 3.9 (a) montre, pour une puissance en sortie de fibre de $23 \mu\text{W}$, le spectre mesuré en sortie de fibre de 350 nm à 370 nm. On voit un premier mélange à quatre ondes intermodal avec un signal à 359 nm, avec l'image modale en fausses couleurs associée du mode LP31. La faible génération d'un premier ordre Raman à 360.8 nm est aussi observée. En figure 3.9 (b), pour une puissance en sortie de fibre de $31 \mu\text{W}$, on observe le spectre mesuré en sortie de fibre pour le même domaine de longueur d'onde qu'en figure 3.9 (a). On voit deux nouveaux mélanges à quatre ondes intermodaux générés dont le premier a un idler à 352 nm et un signal à 357.5 nm avec un mode LP41 associé, et le deuxième avec son signal à 363.1 nm aussi dans le mode LP41. On observe entre les deux, de nouveau, le premier ordre Raman à 360.8 nm, mais cette fois mixé avec un mélange à quatre ondes intermodal, dont l'image modale apparaît comme étant composée de modes mixés. Ces deux figures montrent des mélanges à quatre ondes dont les modes impliqués sont d'ordre relativement élevé avec particulièrement le mode LP41.

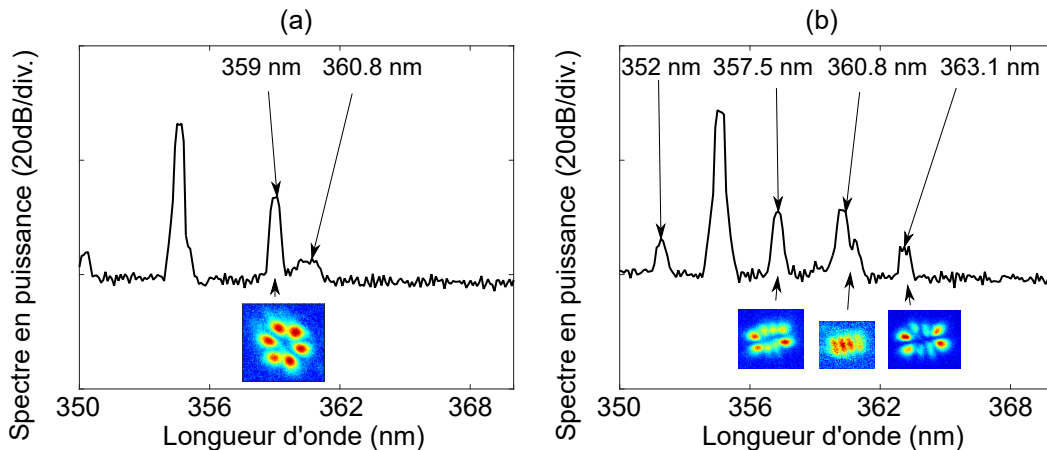


Figure 3.9 – Spectres expérimentaux de 350 nm à 370 nm de mélanges à quatre ondes intermodaux avec (a) une puissance de sortie de $23 \mu\text{W}$ et (b) une puissance de sortie de $31 \mu\text{W}$. Ces spectres ont une résolution de 0.5 nm et les images montrent les modes en fausses couleurs correspondant aux pics pointés ($f = 7.5$ mm, O.N. = 0.3 , $L = 4$ m pour les deux).

Le segment de fibre de longueur de 4 m est utilisé avec une troisième lentille de focale $f = 8$ mm et d'ouverture numérique 0.5 . La figure 3.10 montre les résultats expérimentaux obtenus avec le couplage possible de cette lentille qui permet d'avoir un diamètre de faisceau incident de $3.6 \mu\text{m}$.

La figure 3.10 montre, pour une puissance en sortie de fibre de $14 \mu\text{W}$, le spectre mesuré en sortie de fibre de 350 nm à 380 nm. La pompe à 355 nm est indiquée sur ce spectre et l'image modale associée montre un mélange modal. On voit un premier mélange à quatre ondes intermodal avec un signal à 358.1 nm dans le mode LP11, un deuxième signal à 359.8 nm dans le mode LP21, un troisième signal à 363.4 nm dans le mode LP21 et un quatrième signal à 369 nm dans le mode LP11. On peut aussi observer l'élargissement spectral à la base du signal généré à 363.1 nm, qui pourrait s'expliquer avec la très faible génération d'un premier ordre Raman attendu à 360.8 nm.

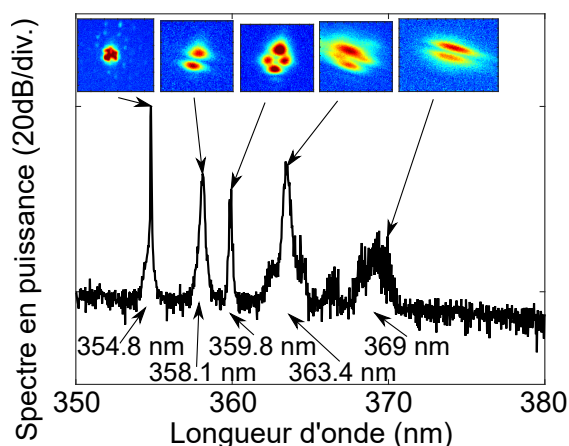


Figure 3.10 – Spectre expérimental de 350 nm à 380 nm de mélanges à quatre ondes intermodaux pour une puissance de sortie de $14 \mu\text{W}$ avec les images modales en fausses couleurs de chaque bandes de mélanges paramétriques correspondantes. La résolution est de 0.1 nm ($f = 8 \text{ mm}$, O.N. = 0.5 , $L = 4 \text{ m}$).

Le segment de fibre de longueur de 4 m est enfin utilisé avec une lentille de focale $f = 11 \text{ mm}$ et d'ouverture numérique 0.3 . La figure 3.11 montre les résultats expérimentaux obtenus avec le couplage possible avec cette lentille qui permet d'avoir un diamètre de faisceau incident de $4.9 \mu\text{m}$.

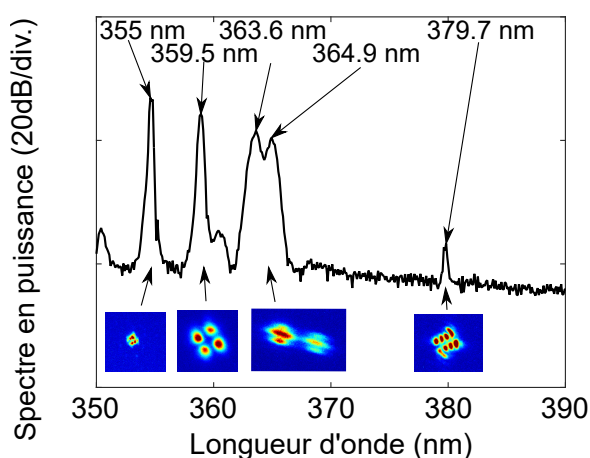


Figure 3.11 – Spectre expérimental de 350 nm à 380 nm de mélanges à quatre ondes intermodaux pour une puissance de sortie de $34 \mu\text{W}$ avec les images modales en fausses couleurs de chaque bandes de mélanges paramétriques correspondantes. La résolution est de 0.5 nm ($f = 11 \text{ mm}$, O.N. = 0.3 , $L = 4 \text{ m}$).

La figure 3.11 montre pour une puissance en sortie de fibre de $34 \mu\text{W}$ le spectre mesuré en sortie de fibre de 350 nm à 390 nm . La pompe à 355 nm est indiquée sur ce spectre et l'image modale associée montre un mode qui semble être le mode LP22. On voit un premier mélange à quatre ondes avec un signal à 359.5 nm dans le mode LP21, un deuxième signal à 363.6 nm dans le mode LP02, un troisième signal à 364.9 nm dans le mode LP02 et un quatrième signal généré assez loin de la pompe à 379.7 nm dans le mode LP22. On peut aussi observer l'élargissement spectral à la base du signal généré à 359.5 nm qui pourrait s'expliquer avec la très faible génération d'un premier ordre Raman attendu à 360.8 nm .

Ces résultats expérimentaux avec un couplage dans le cœur de la fibre ne montrent que la génération d'une grande diversité de mélanges à quatre ondes intermodaux. On retrouve des mélanges à quatre ondes intermodaux avec le mode fondamental LP01 comme avec des modes d'ordre supérieur LP41 ou LP22. De plus, le plus grand écart spectral observé avec la génération d'un signal à 379.7 nm est dans le mode LP22. De surcroît, seulement un très faible ordre Raman est généré malgré les variations de longueur de fibre de 4 m à 1 m. On peut aussi remarquer que les résultats montrant le plus de mélanges à quatre ondes générés et reportés sur le spectre sont réalisés dans le segment de fibre de 4 m. Pour confirmer l'hypothèse de génération de mélanges à quatre ondes intermodaux, les résultats expérimentaux sont ensuite comparés avec les calculs théoriques d'accord de phase (cf. équations 3.1, 3.2).

3.3.2.2/ Comparaison des accords de phases théoriques avec les résultats expérimentaux

modes [LP _{xx}]	Théorie		Expérimentation	
	Idler	Signal	Idler	Signal
LP ₀₁ /LP ₁₁	351.6 nm	358.5 nm	<u>351.1 nm</u> 351.3 nm 351.3 nm* 351.3 nm*	<u>358.3 nm</u> 358.1 nm 358.1 nm 358.1 nm
LP ₁₁ /LP ₂₁	350.5 nm	359.7 nm	350.3 nm* 350.2 nm* 350.6 nm*	359.8 nm 359.9 nm 359.5 nm
LP ₂₁ /LP ₃₁	351.4 nm	358.7 nm	351.5 nm* 351 nm*	358.6 nm 359 nm
LP ₁₁ /LP ₃₁	346.9 nm	363.5 nm	346.2 nm*	364.2 nm
LP ₁₁ /LP ₀₂	349.1 nm	361.1 nm	349.1 nm*	361.1 nm*
LP ₀₁ /LP ₀₂	345.8 nm	364.7 nm	345.6 nm*	364.9 nm
LP ₀₁ /LP ₂₁	347.1 nm	363.3 nm	346.9 nm*	363.4 nm
LP ₃₁ /LP ₄₁	347.6 nm	362.7 nm	347.3 nm*	363.1 nm
LP ₁₂ /LP ₄₁	352 nm	358 nm	352 nm	357.5 nm
LP ₃₁ /LP ₂₂	341.1 nm	370.1 nm	342 nm* 340.7 nm*	369 nm 370.5 nm
LP ₁₁ /LP ₂₂	333.5 nm	379.4 nm	333.3 nm*	379.7 nm

Tableau 3.1 – Comparaison entre les calculs théoriques et les valeurs expérimentales des longueurs d'ondes des idlers et signaux pour les mélanges paramétriques intermodaux vus expérimentalement. Les longueurs d'onde montrées en noir correspondent aux résultats en figure 3.8 (a) ou (b) ou (c) ou (d). Les longueurs d'onde montrées en bleues correspondent aux résultats en figure 3.10; Les longueurs d'onde en vertes correspondent aux résultats en figure 3.14 (b); Les longueurs d'onde en rouges correspondent aux résultats en figure 3.11; Les longueurs d'onde en magenta correspondent aux résultats en figure 3.9 (a) or (b). Les longueurs d'ondes des idlers marquées avec (*) ont été calculées à partir des longueurs d'onde expérimentales des signaux correspondant.

Les différentes injections dans le cœur de la fibre de 4.14 μm ont été faites avec les quatre lentilles de différentes focales $f = 7.5$ mm, O.N.=0.3; $f = 8$ mm, O.N.=0.5; $f = 11$ mm, O.N.=0.3; $f = 15.3$ mm, O.N.=0.16; permettant des diamètres de faisceaux incidents de 3.4 μm , 3.6 μm , 4.9 μm , 6.9 μm , respectivement. On retrouve malgré les différentes injections des mélanges à quatre ondes préférentiellement excités dans cette fibre entre les modes

LP01/LP11, LP11/LP21, LP21/LP31 et LP31/LP22. Le tableau 3.1 reporte cette observation et montre la comparaison entre les calculs théoriques des longueurs d'onde des idlers et signaux et les valeurs obtenues expérimentalement en fonction des modes associés.

A partir de ce tableau 3.1, on voit un très bon accord entre les calculs théoriques, qui prédisent les valeurs des idlers et signaux pour des mélanges à quatre ondes intermodaux, avec les résultats expérimentaux avec les huit différentes injections obtenues lors de l'utilisation de quatre lentilles de focale distincte. Cependant les différentes injections dans le cœur de la fibre ne permettent pas d'élargissement spectral. On continue alors l'investigation expérimentale en jouant sur l'injection.

3.3.3/ Génération de cascades Raman

Lors de la première injection dans le cœur de la fibre avec la lentille de focale 15.3 mm et de O.N. 0.16, dans la section précédente, deux segments de fibre de longueurs 1 m et 4 m ont été testés. On a vu que c'est avec cette lentille que le couplage de puissance dans la fibre est optimal. Cependant les résultats n'ont pas montré de génération d'ordre Raman au-delà du premier, quelque soit la longueur de la fibre. On peut comprendre que malgré un gain Raman exponentiel en fonction de la longueur de la fibre, l'atténuation intrinsèque du matériau peut le compenser, mais il est aussi possible que ce phénomène soit lié à des fuites d'énergie dues à la propagation de modes d'ordre élevés et à un confinement pas assez important du faisceau lumineux dans le cœur de cette fibre. C'est pourquoi l'injection va être optimisée pour permettre la génération de cascade Raman.

3.3.3.1/ Couplage dans des modes de gaine

Le segment de 4 m de fibre est de nouveau testé dans un premier temps avec la lentille de focale $f = 7.5$ mm puis avec la lentille de focale $f = 11$ mm pour générer les résultats montrés en figure 3.12. Ces deux lentilles de focales distinctes ont la même ouverture numérique de 0.3.

La figure 3.12 (a) montre, pour une puissance en sortie de fibre d'environ 0.07 mW, le spectre mesuré en sortie de fibre de 350 nm à 400 nm. Une cascade Raman est générée jusqu'au 3ème ordre, de 355 nm à 372 nm, et les ordres générés ont un léger fond continu. On remarque l'absence de pic très fin provenant de mélanges à quatre ondes intermodaux. L'image du mode de gaine est montrée en fausses couleurs. On y observe quelques ponts de la structure de la fibre. La figure 3.12 (b) montre pour une puissance en sortie de fibre de 0.08 mW, le spectre mesuré en sortie de fibre de 350 nm à 400 nm. Une cascade Raman est générée jusqu'au 5ème ordre, de 355 nm à 385 nm, et les ordres générés sont discrets, sans fond continu. On remarque de nouveau l'absence de pics très fins provenant de mélanges à quatre ondes intermodaux. L'image du mode de gaine est montrée en fausses couleurs. On y observe quelques ponts de la structure de la fibre comme précédemment.

Malgré les deux couplages différents avec deux lentilles de focales différentes, on observe des modes de gaine relativement similaires avec quelques ponts impliqués, ce qui est possiblement dû à la même ouverture numérique de 0.3 pour ces deux lentilles. Cependant, seulement une cascade Raman d'à peine trois ordres est générée avec la lentille de focale $f = 7.5$ mm alors qu'une cascade de cinq ordres est obtenue avec la lentille de focale $f = 11$ mm.

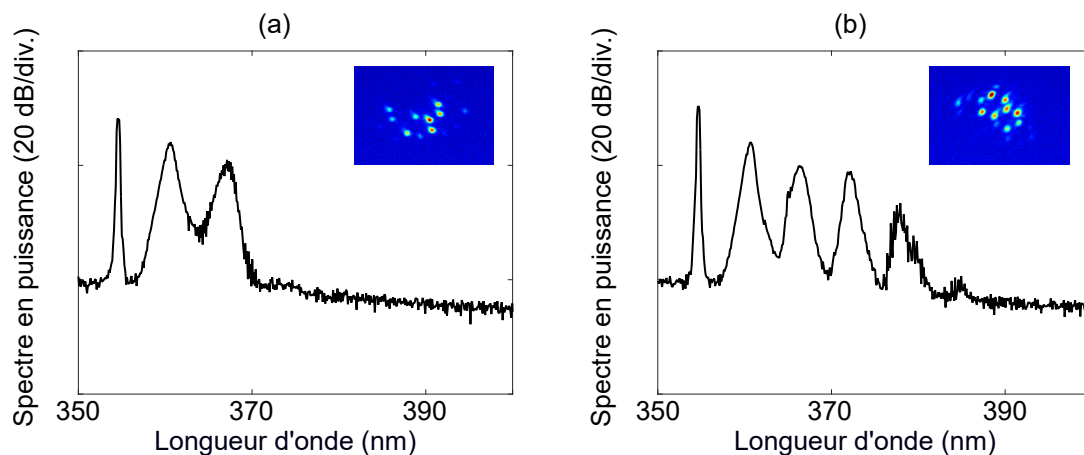


Figure 3.12 – (a) Spectre expérimental de 350 nm à 400 nm pour une puissance en sortie de fibre d'environ 0.07 mW. L'image modale de la sortie fibre en fausses couleurs montre un mode de gaine contenant quelques ponts composant la structure de la fibre. La cascade Raman générée jusqu'à l'ordre 3 s'étend de 355 nm à 372 nm. ($f = 7.5$ mm, O.N.=0.3, $L=4$ m). (b) Spectre expérimental de 350 nm à 400 nm pour une puissance en sortie de fibre d'environ 0.08 mW. L'image modale de la sortie fibre en fausses couleurs montre un mode de gaine contenant quelques ponts composant la structure de la fibre. La cascade Raman générée jusqu'à l'ordre 5 s'étend de 355 nm à 385 nm. ($f = 11$ mm, O.N.=0.3, $L=4$ m).

Rappelons que le diamètre du faisceau incident est de $3.4 \mu\text{m}$ pour une lentille de focale de $f = 7.5$ mm et de $4.9 \mu\text{m}$ pour une lentille de focale de $f = 11$ mm. Les ponts ont approximativement un diamètre de $2 \mu\text{m}$ par rapport au diamètre du cœur de la fibre de $4.14 \mu\text{m}$. Le diamètre du faisceau incident, avec une ouverture numérique de 0.3 environ, n'étant pas trop grand devant les diamètres approximatifs des ponts, on peut injecter dans un mode de gaine qui comprend quelques ponts avec ces deux couplages. Comme ces ponts sont deux fois plus petits que le cœur, le faisceau est alors plus confiné dans ceux-ci avec une puissance injectée nettement supérieure que celle dans le cœur. C'est pourquoi la puissance seuil de la génération de la cascade Raman est atteinte dans ces conditions de couplage et permet la génération d'une cascade Raman de 3 ordres ou 5 ordres. De plus, l'absence de génération de mélanges à quatre ondes intermodaux permet de supposer que les ponts sont considérés monomodes et que le mode de gaine ne permet pas ces effets non-linéaires intermodaux.

Dans un second temps, toujours sur le segment de 4 m de fibre, la lentille de focale $f = 8$ mm et d'ouverture numérique de 0.5 est utilisée pour générer les résultats montrés en figure 3.13.

La figure 3.13 (a) montre, pour une puissance en sortie de fibre de 0.3 mW, le spectre mesuré en sortie de fibre de 350 nm à 450 nm. Une cascade Raman est générée jusqu'au 6ème ordre, de 355 nm à 391 nm. Le fond continu de cette cascade Raman est assez élevé, ce qui donne à penser qu'avec un peu plus de puissance injectée, un continuum serait formé. Cependant la puissance injectée a déjà atteint le maximum au-delà duquel l'entrée de la fibre est endommagée. Sur cette figure, l'image du mode de gaine est montrée en fausses couleurs. On y voit la structure de la fibre avec beaucoup de ponts impliqués dans le mode de gaine. Le centre de l'image, correspondant au cœur de la fibre, n'a aucune intensité. Il n'y a pas de lumière couplée dans le cœur de la fibre. La figure 3.13 (b) montre, pour une puissance en sortie de fibre de 0.2 mW, le spectre mesuré en sortie de fibre de 350 nm à 450 nm. Une cascade Raman est générée jusqu'au 6ème ordre, de 355 nm à 391 nm, mais cette fois-ci le fond continu est très faible par rapport au spectre précédent et les pics sont plus définis. L'image modale montre un mode de gaine n'impliquant que 4 ponts de la structure de la fibre.

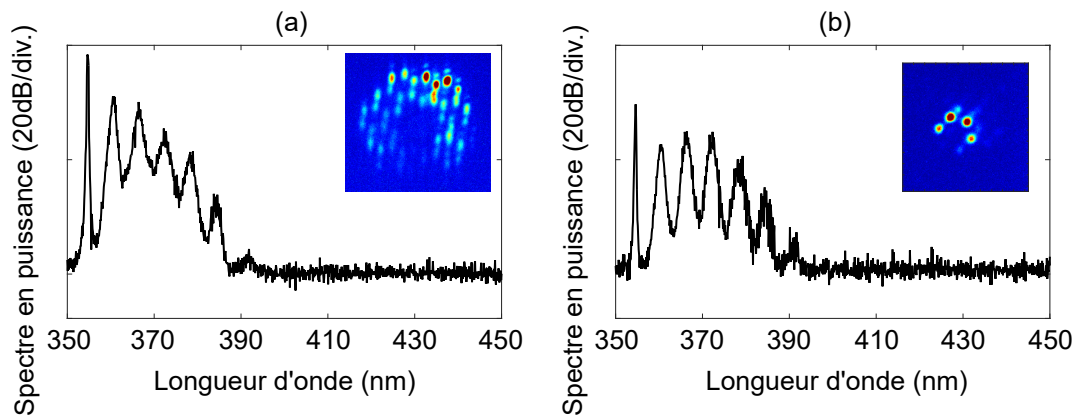


Figure 3.13 – (a) Spectre expérimental de 350 nm à 450 nm pour une puissance en sortie de fibre de 0.3 mW. L'image modale de la sortie fibre en fausse couleur montre un mode de gaine contenant presque tous les ponts composant la structure de la fibre. La cascade Raman générée jusqu'à l'ordre 6 s'étend de 355 nm à 391 nm. (b) Spectre expérimental de 350 nm à 450 nm pour une puissance en sortie de fibre de 0.2 mW. L'image modale de la sortie fibre en fausse couleur montre un mode de gaine contenant peu de ponts composant la structure de la fibre. La cascade Raman générée jusqu'à l'ordre 6 s'étend aussi de 355 nm à 391 nm. ($f = 8$ mm, O.N.=0.5, $L=4$ m pour les deux).

On a vu que le diamètre du faisceau incident est de $3.4 \mu\text{m}$ pour une lentille de focale de $f = 7.5$ mm et de $4.9 \mu\text{m}$ pour une lentille de focale de $f = 11$ mm. Pour une lentille de focale $f = 8$ mm, le diamètre du faisceau incident est de $3.6 \mu\text{m}$. Cette valeur est très proche des deux autres lentilles, ce qui ne permet pas d'expliquer pourquoi il est possible de coupler avec la lentille $f = 8$ mm dans deux modes de gaines très différents l'un de l'autre, mais aussi de ceux observés avec les lentilles de focale de $f = 7.5$ mm et de $f = 11$ mm.

L'ouverture numérique de 0.5 avec un diamètre du faisceau incident de $3.6 \mu\text{m}$ donnent les conditions optimales de couplage dans des modes de gaine distincts. Ces paramètres permettent d'exciter les modes de gaine donnant le meilleur confinement avec une puissance injectée maximale. L'un des modes de gaine implique presque tous les ponts de la structure et l'autre n'en implique que 4, et ces deux modes de gaine permettent la génération de cascades Raman de 6 ordres.

Dans un troisième temps, sur le segment de 4 m de fibre, la lentille de focal $f = 15.3$ mm et d'ouverture numérique de 0.16 est utilisée pour générer les résultats montrés en figure 3.14.

La figure 3.14 (a) montre, pour une puissance en sortie de fibre de 0.2 mW, le spectre mesuré en sortie de fibre de 350 nm à 400 nm. Une cascade Raman est générée jusqu'au 5ème ordre, de 355 nm à 385 nm. On voit aussi un pic très fin généré à gauche de la pompe à 355 nm. Ce pic à 351.3 nm est un idler d'un mélange à quatre ondes dont le signal à 358.1 nm apparaît à peine sur le premier ordre Raman à 360.8 nm. L'image en fausse couleur montre un mode de gaine impliquant tous les ponts de la structure de la fibre. De surcroît, on voit au centre de l'image le cœur de la fibre, avec une intensité qui correspond à un mode LP₁₁ ou mixé. On comprend que cette image montre soit un mode gaine comprenant le cœur, soit un mode de gaine couplé avec un mode se propageant dans le cœur de la fibre. L'évolution spectrale permettant d'arriver à ce spectre pour une puissance en sortie de fibre de 0.2 mW est montrée en figure 3.14 (b). On voit dans un premier temps, à relativement faible puissance de 0.1 mW, un début de cascade Raman avec les deux premiers ordres à 360.7 nm et 366.3 nm. Ensuite, une cascade Raman de 4 ordres est générée avec le troisième ordre à 371.91 nm et le quatrième à 377.7 nm. En augmentant la puissance, la cascade Raman de 4 ordres est maintenue avec un fond continu qui augmente, et la génération d'un mélange à quatre ondes est observé avec

un idler à 351.3 nm et un signal à 358.1 nm.

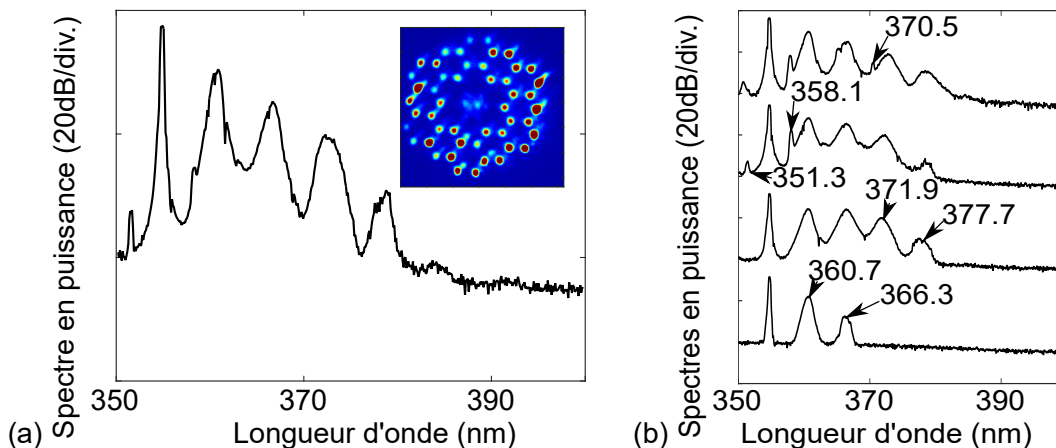


Figure 3.14 – (a) Spectre expérimental de 350 nm à 400 nm pour une puissance en sortie de fibre de 0.2 mW avec l'image modale de la sortie de fibre en fausse couleur sur laquelle on voit un mode de gaine et de l'intensité dans le cœur de la fibre. Avec la cascade Raman, générée jusqu'à l'ordre 5 de 355 nm à 385 nm, est aussi généré un mélange à quatre ondes avec son idler à 351.3 nm. (b) Evolution des spectres en fonction de la puissance de 0.1 mW à 0.2 mW (de bas en haut) sur une étendue spectrale de 350 nm à 400 nm. La cascade Raman est générée jusqu'à l'ordre 4 avec en même temps la génération de deux mélanges à quatre ondes dont un avec un idler à 351.3 nm et un signal à 358.1 nm et l'autre avec un signal à 370.5 nm. ($f = 15.3$ mm, O.N.=0.16, $L=4$ m pour les deux).

A puissance maximale obtenue en sortie de fibre, on observe la génération d'un très faible cinquième ordre Raman à environ 385 nm et un deuxième mélange à quatre ondes intermodaux avec le signal à 370.5 nm. Un couplage avec une lentille de focale $f = 15.3$ mm et d'ouverture numérique de 0.16 n'est pas optimal mais permet la génération d'une cascade Raman jusqu'au cinquième ordre mixé avec des mélanges intermodaux à quatre ondes.

Afin de déterminer s'il s'agit d'un mode de gaine interagissant avec un mode se propageant dans le cœur, ou d'un mode de gaine comprenant une partie de sa propagation dans le cœur, on va rechercher les modes de gaine guidés attendus lors de la résolution de l'équation des valeurs propres d'Helmholtz sur COMSOL. En effet, lors du design, seuls les modes guidés dans le cœur de la fibre ont été retenus, sélectionnés par leur absence de perte dans la gaine lors de leur propagation. Pour les modes de gaine, une discrimination par rapport à la présence de pertes est à prendre en compte. Par rapport aux pertes de la fibre, on peut estimer que des pertes de propagation de gaine en dessous de 1000 dB/km soit 1 dB/m sont tolérables.

Sur la figure 3.15 (a), un des modes de gaine simulé sur COMSOL a été sélectionné de par sa ressemblance avec le mode de gaine observé expérimentalement en figure 3.12 (a). Ce mode de gaine simulé a un indice effectif réel n_1 de 1.460332 avec une partie imaginaire correspondant à des pertes de 1.0832 dB/m. Sur la figure 3.15 (b), un autre type de mode de gaine simulé sur COMSOL a été sélectionné car correspondant à celui en figure 3.12 (b). On voit que peu de ponts dans la structure de la fibre sont impliqués dans ce mode de gaine. Son indice effectif réel n_2 est de 1.460524 avec une partie imaginaire correspondant à des pertes de 1.3501 dB/m. Sur la figure 3.15 (c), un des modes de gaine simulé sur COMSOL a été sélectionné pour le mode de gaine observé expérimentalement en figure 3.14 (b). Ce mode de gaine simulé a un indice effectif réel n_3 de 1.460328 avec une partie imaginaire correspondant à des pertes de 1.0455 dB/m. Ce mode de gaine implique très peu de ponts. Ces modes de gaine impliquant des ponts éloignés du cœur de la fibre ont des pertes légèrement plus importantes que 1 dB/m. Cela peut s'expliquer par une atténuation due à la gaine autour de la gaine de la

fibre elle-même.

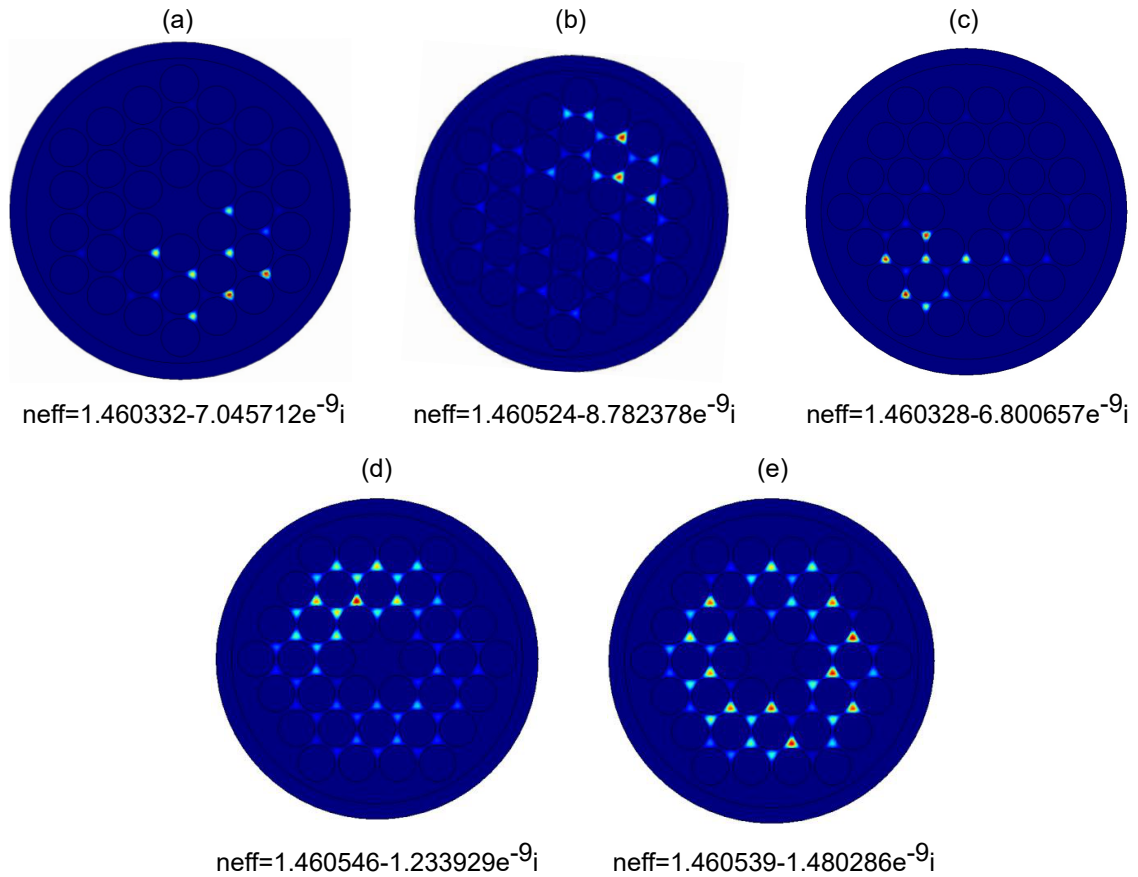


Figure 3.15 – Sélection de profils en intensité des modes de gaine en fausses couleurs simulés sous COMSOL correspondant à ceux observés expérimentalement (a) la partie réelle de l'indice effectif n_{eff} soit un indice (n_1) de 1.460332 avec des pertes de 1.0832 dB/m. (b) $n_2 = 1.460524$ avec des pertes de 1.3501 dB/m. (c) $n_3 = 1.460328$ avec des pertes de 1.0455 dB/m. (d) $n_4 = 1.460546$ avec des pertes de 0.1897 dB/m. (e) $n_5 = 1.460539$ avec des pertes de 0.2276 dB/m. Aucun mode de gaine comprenant une partie d'intensité dans le cœur n'a été obtenu à travers les simulations sous COMSOL.

Sur la figure 3.15 (d), un des modes de gaine simulé sur COMSOL a été sélectionné de part sa ressemblance avec le mode de gaine observé expérimentalement en figure 3.14 (a). Ce mode de gaine simulé a un indice effectif réel n_4 de 1.460546 avec une partie imaginaire correspondant à des pertes de 0.1897 dB/m. On voit sur ce mode de gaine l'implication de beaucoup de ponts de la structure. On remarque aussi les faibles pertes de ce mode de gaine, nettement inférieures à 1 dB/m, et l'absence d'intensité au centre de la structure, soit dans le cœur de la fibre. Sur la figure 3.15 (e), un des modes de gaine simulé sur COMSOL correspond au mode de gaine observé expérimentalement en figure 3.14 (a). Ce mode de gaine simulé a un indice effectif réel n_5 de 1.460539 avec une partie imaginaire correspondant à des pertes de 0.2276 dB/m. On voit sur ce mode de gaine l'implication de presque tous les ponts de la structure. De plus, on remarque une certaine symétrie dans la répartition des ponts impliqués ce qui est dû au design parfait de la structure utilisée pour les simulations sur COMSOL. Les pertes de ce mode de gaine sont également faibles par rapport au 1 dB/m.

Aucun mode de gaine n'a été trouvé avec une partie de son intensité au centre de la structure. On peut alors conclure que l'image modale en figure 3.14 (a) montre un couplage entre un mode de gaine impliquant tous les ponts de la structure et un mode se propageant

dans le cœur de la fibre. Cela explique la génération d'une cascade Raman dans les ponts et de mélange à quatre ondes intermodaux dans le cœur de la fibre en figure 3.14 (b).

Afin de vérifier expérimentalement l'hypothèse comme quoi les ponts sont monomodes et à posteriori les modes de gaine aussi, on essaie d'imager chaque ordre Raman individuellement. A cause de la difficulté rencontrée lors de l'imagerie de chaque ordre Raman, il n'en est présenté que trois en figure 3.16 pour la configuration avec le mode de gaine observé en figure 3.13 (a). De plus, le système d'imagerie inverse ici l'abscisse des longueurs d'onde avec, de droite à gauche, la cascade Raman, c'est pourquoi les images sont notées de (c) à (a).

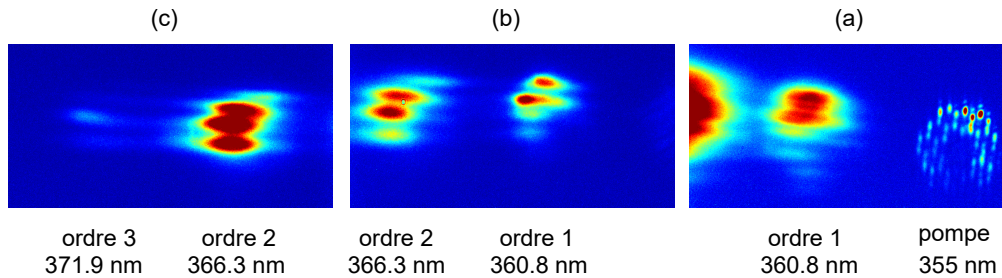


Figure 3.16 – Imagerie en fausses couleurs des trois premiers ordres Raman (a) Le mode de gaine se propageant à la longueur d'onde de pompe à 355 nm, avec à sa gauche le premier ordre Raman à 360.8 nm. La netteté est faite pour le mode de gaine. (b) Premier ordre Raman à 360.8 nm avec le second ordre Raman à 366.3 nm. La netteté est faite sur le premier ordre Raman. (c) Second ordre Raman à 366.3 nm avec le troisième ordre Raman à 371.9 nm. La netteté est faite sur le second ordre Raman.

La figure 3.16 (a) montre le mode de gaine à 355 nm observé en figure 3.13 (a) avec à sa gauche un premier ordre Raman à 360.8 nm dont l'image floue montre approximativement 5 spots d'intensités différentes. Ces spots peuvent être associés aux cinq ponts les plus intenses observés sur le mode de gaine, dont seulement 3 sont très intenses. En figure 3.16 (b), on peut cette fois-ci observer le premier ordre Raman avec 3 spots intenses et un relativement faible. On remarque sur le deuxième ordre Raman à 366.3 nm, qui est ici flou, 3 spots intenses. La figure 3.16 (c) montre le deuxième ordre Raman avec 3 spots très intenses. L'image du troisième ordre Raman à 371.9 nm est trop peu intense, avec de faibles traces, pour pouvoir permettre d'émettre une analyse. Ces images permettent de mettre en évidence qu'à partir de ce mode de gaine, qui implique plusieurs ponts dont trois très intenses, une cascade Raman est générée à partir de chaque pont très intense impliqués dont l'énergie mise en commun est observée sur le spectre en figure 3.13 (a). De plus, on peut conclure que chaque pont est monomode au vu des spots que chacun émet. On a une superposition de cascade Raman provenant de chaque pont monomode, cette superposition d'énergie donne alors une cascade Raman dans un mode de gaine.

3.3.3.2/ Simulation sur un pont de la structure de la fibre à cristaux photoniques

L'analyse de ces résultats expérimentaux fait l'hypothèse que dans un pont peut être générée une cascade Raman. Afin de soutenir cette analyse, des simulations de la propagation de la lumière dans une structure parfaite de pont sont alors réalisées.

Comme il y a un très bon accord entre les accords de phase expérimentaux et théoriques dans la section précédente, on peut reprendre le design donné en figure 3.1 pour définir le design d'un pont. En figure 3.17 (a) ce design est présenté avec le diamètre des trous d'air de 3.5 μm et le mode LP01 au niveau du pont pour un diamètre approximatif de 2 μm . Ce mode LP01 et son indice effectif sont obtenus après la résolution de l'équation d'Helmholtz sur

COMSOL. On peut alors calculer le paramètre de dispersion de vitesse de groupe β_2 à partir de l'indice effectif obtenu en fonction de la longueur d'onde de 200 nm à 500 nm montré en figure 3.17 (b).

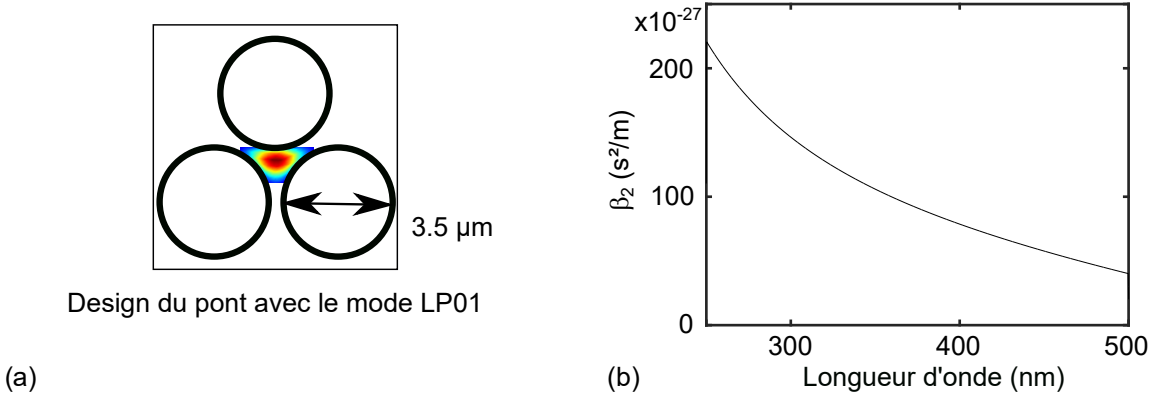


Figure 3.17 – (a) Modèle géométrique de la structure d'un pont avec un diamètre de trous d'air de 3.5 µm avec le mode fondamental positionné au niveau du pont avec un diamètre approximatif de 2 µm. (b) Paramètre de dispersion de vitesse de groupe β_2 pour le mode LP01 pour un domaine de longueur d'onde de 200 nm à 500 nm.

Les paramètres de dispersion dont le paramètre GVD β_2 sont effectivement nécessaires pour les simulations conduites en utilisant l'équation non-linéaire de Schrödinger généralisée. Cette équation a été introduite dans le chapitre 1 équation 1.63, avec l'explication de ses termes, et elle est rappelée ici

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2}A - \sum_{m=2}^{+\infty} j^m \frac{\beta_m}{m!} \frac{\partial^m A}{\partial \tau^m} = j\gamma \left(1 + j\tau_{shock} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) \left(A(z, \tau) \int_{-\infty}^{+\infty} R(\tau') |A(z, \tau - \tau')|^2 d\tau'\right). \quad (3.3)$$

On donne alors le paramètre non-linéaire $\gamma(\omega_0) = [n_2(\omega_0)\omega_0] / (cA_{\text{eff}}) = 0.8474 \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ avec la vitesse de la lumière c et l'aire modale effective $A_{\text{eff}} = 6.6838 \times 10^{-13} \text{ m}^2$ pour le mode LP01 à 355 nm. L'amplitude normalisée de l'impulsion $|A|^2$ représente la puissance optique en Watt. A gauche de l'équation le terme avec le coefficient d'atténuation α est le terme pour les pertes linéaires durant la propagation de la lumière dans la fibre. On retrouve les termes de dispersion avec le paramètre β_m . A droite de l'équation, le temps de choc est donné par $\tau_{shock} = 1/\omega_0$ avec $\lambda_0 = (2\pi c)/\omega_0$. Le terme $R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t)$ est la fonction réponse de la contribution de la diffusion Raman, on approxime ici le coefficient $f_R = 0.18$ à celui de la silice. On considère l'impulsion d'entrée comme gaussienne.

Les simulations numériques sont réalisées sous Matlab en utilisant la méthode de Split-step Fourier qui est basée sur l'utilisation d'algorithmes de transformées de Fourier rapides (FFT). Cette méthode consiste à découper le milieu en pas, ce qui permet de dissocier les effets dûs à la dispersion des effets non-linéaires [19, 47]. Différents paramètres d'entrée sont nécessaires pour rendre ces simulations les plus physiques possibles (on ne parlera pas de ceux qui dépendent de la méthode de résolutions numériques utilisées tels que F_{domaine} , T_{domaine} les fenêtres de compilation spectrale et temporelle devant respecter la condition $F_{\text{domaine}} T_{\text{domaine}} = N_p$ où N_p est le nombre discret de point [47]). Ces paramètres sont ceux de la dispersion dans les ponts sur un domaine de longueur d'onde de 200 m à 500 nm, l'aire effective du mode fondamental se propageant dans ce pont, les termes de la contribution Raman, le type d'impulsion d'entrée, la longueur de fibre, la largeur d'impulsion d'entrée, la puissance crête de l'impulsion d'entrée et le coefficient de pertes. Il nous reste à définir la largeur d'impulsion d'entrée, la puissance

crête incidente et le coefficient de perte. Les pertes peuvent être estimées de 1 dB/m, la longueur de fibre est de 4 m et la largeur d'impulsion est choisie de 300 ps pour une source laser de 350 ps utilisée expérimentalement. La puissance crête expérimentale estimée est de 300 W pour les meilleures conditions et puissances obtenues. Les premiers tests de simulations montrent que, dans un pont avec une puissance crête de 300 W, un continuum est formé. On va montrer ici les résultats les plus pertinents pour une cascade Raman similaire à celles vues expérimentalement.

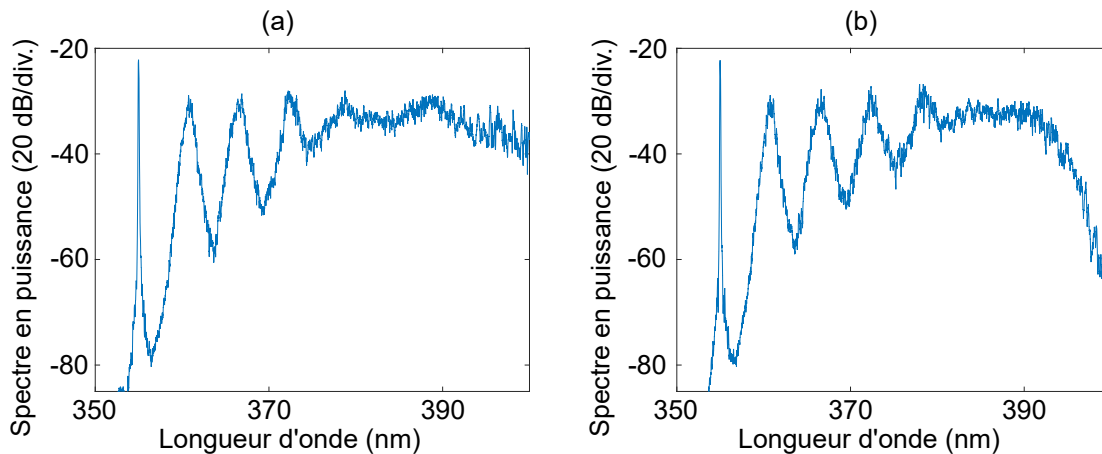


Figure 3.18 – (a) Spectre de 350 nm à 400 nm de simulation numérique pour une puissance crête de 140 W et un coefficient de perte de 1 dB/m. Le spectre montre un continuum dépassant les 400 nm avec les cinq premières bosses de la cascade Raman. (b) Spectre de 350 nm à 400 nm de simulation numérique pour une puissance crête de 130 W et un coefficient de perte de 1 dB/m. Le spectre montre un continuum atteignant les 400 nm avec les quatre premières bosses de la cascade Raman.

La figure 3.18 (a) montre le spectre de 350 nm à 400 nm, résultat des simulations numériques pour une puissance crête de 140 W et un coefficient de perte de 1 dB/m. On voit un continuum dépassant les 400 nm dont le début est donné par une cascade Raman d'au moins 4 ordres. Comme on l'a vu dans le chapitre 1 dans la section Supercontinuum, en régime normal de dispersion dans une fibre monomode, la dynamique d'un supercontinuum est donnée pour de longue impulsion par un mélange entre la diffusion Raman, la SPM et la XPM. Ces phénomènes expliquent la formation d'un continuum à partir d'une cascade Raman lors de la propagation d'un faisceau lumineux dans une fibre optique monomode. Dans les mêmes conditions, en changeant seulement la puissance crête de 140 W à 130 W, on obtient un continuum montré en figure 3.18 (b) s'arrêtant au alentour de 400 nm avec très nettement les quatre premiers ordres de la cascade Raman. En réduisant par trois la puissance crête expérimentale maximale estimée soit pour une puissance crête de 100 W, on obtient en gardant tous les autres paramètres identiques un spectre très similaire à celui observé expérimentalement en figure 3.13 (a). Ce spectre provenant des simulations numériques est montré en figure 3.19.

Sur cette figure, il est aussi montré, en fausse couleur, l'évolution du spectre en puissance en fonction de la longueur de propagation dans la fibre sur un domaine spectral de 350 nm à 400 nm. On observe une dynamique classique de génération de cascade Raman avec chaque ordre généré au court de la propagation du faisceau lumineux dans la fibre. Au bout des 4 m, on voit le spectre donné juste au-dessus. On observe sur ce spectre de 350 nm à 400 nm une cascade Raman de 4 ordres discrets et un cinquième dans le continuum qui s'arrête vers 391 nm. Cette dynamique ressemble à celle observée expérimentalement sur la figure 3.13 (a) dont le fond continu était plus important que pour la dynamique de cascade Raman discrète

observée sur la figure 3.13 (b).

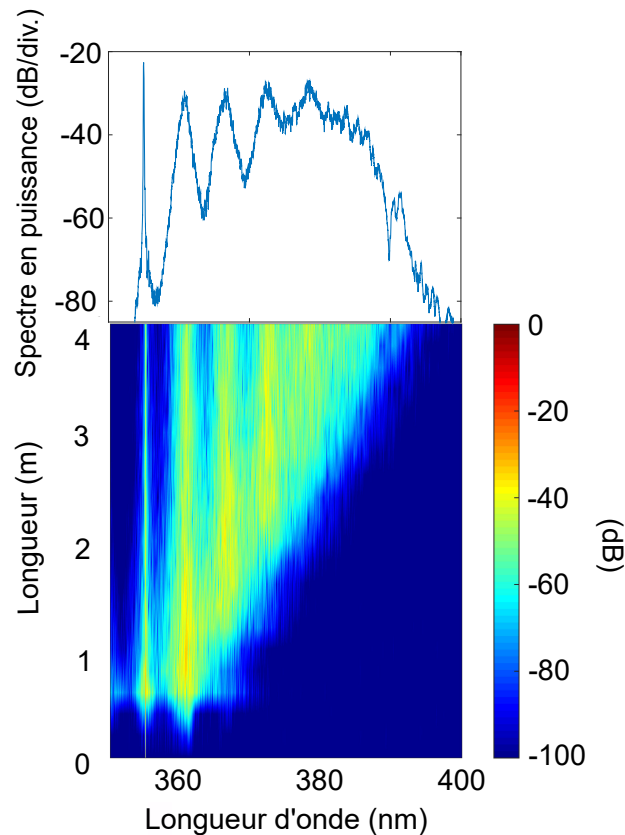


Figure 3.19 – Spectre de 350 nm à 400 nm de simulation numérique pour une puissance crête de 100 W et un coefficient de perte de 1 dB. Le spectre montre une cascade Raman avec un fond continu. La cascade Raman semble posséder 6 ordres et s'arrêter avant les 400 nm. L'évolution de la génération de ce spectre numérique en fonction de la longueur de la fibre de 0 m à 4 m est montrée en dessous.

Lorsqu'on augmente la longueur de fibre d'un mètre soit de 4 m à 5 m, on observe, en figure 3.20 sur le spectre de 350 nm à 400 nm résultant des simulations numériques, une cascade Raman plus discrète avec 5 ordres clairement générés, et avec un début de continuum s'arrêtant vers 395 nm.

Le spectre de simulations numériques en figure 3.21 (a) montre pour une puissance crête de 90 W et une longueur de fibre de 4 m, avec les autres paramètres similaires à ceux définis ci-avant, une cascade Raman de seulement 4 ordres relativement discrète dont le fond continu est présent. Cela nous donne la plage de puissance crête pour les simulations numériques pour les paramètres utilisés permettant d'obtenir des spectres similaires à ceux observés expérimentalement. Le spectre de simulations numériques en figure 3.21 (b) montre, pour une longueur de fibre de 4 m, une puissance crête de 210W et un coefficient de perte de 3 dB/m. On voit qu'en augmentant les pertes de 1 dB/m à 3 dB/m, la puissance crête requise pour arriver à un spectre similaire à celui vu expérimentalement est beaucoup plus proche de celle estimée expérimentalement. On observe les trois premiers ordres Raman discrets et ensuite la génération d'un continuum s'arrêtant vers les 400 nm en figure 3.21 (b). L'interprétation possible peut être qu'aux pertes mesurées montrées en figure 3.4 s'ajoutent les pertes dues à la génération de la diffusion Raman et ce dans plusieurs ponts, sans compter les probables pertes dues aux courbures lors des manipulations expérimentales.

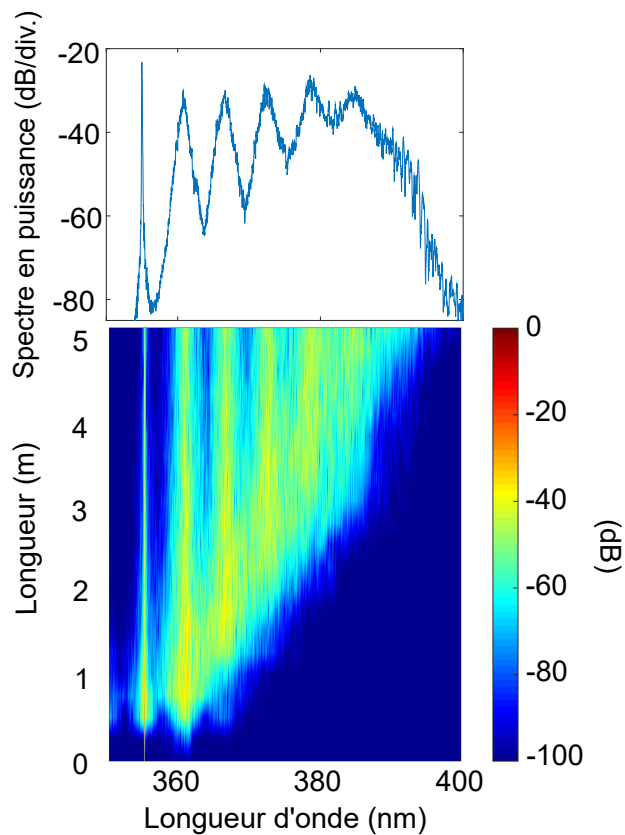


Figure 3.20 – Spectre de 350 nm à 400 nm de simulations numériques pour une puissance crête de 100 W, un coefficient de perte de 1 dB avec une propagation sur 5 m de fibre. Le spectre montre une cascade Raman avec un fond continu. La cascade Raman semble posséder 6 ordres et s'arrêter avant les 400 nm. L'évolution de la génération de ce spectre numérique en fonction de la longueur de la fibre de 0 à 5 m est montrée en dessous.

Il s'agit d'interprétations de simulations numériques qui se déroulent seulement dans un pont alors qu'expérimentalement on observe des cascades Raman dans des modes de gaines comprenant plusieurs ponts. Cependant on peut affirmer qu'on confirme une dynamique de cascade Raman dans un pont de la structure de la fibre. Cela amène à justifier l'hypothèse d'une dynamique de superposition d'énergie provenant de cascades Raman générées dans des ponts distincts, ces derniers générant une cascade Raman dans un mode de gaine.

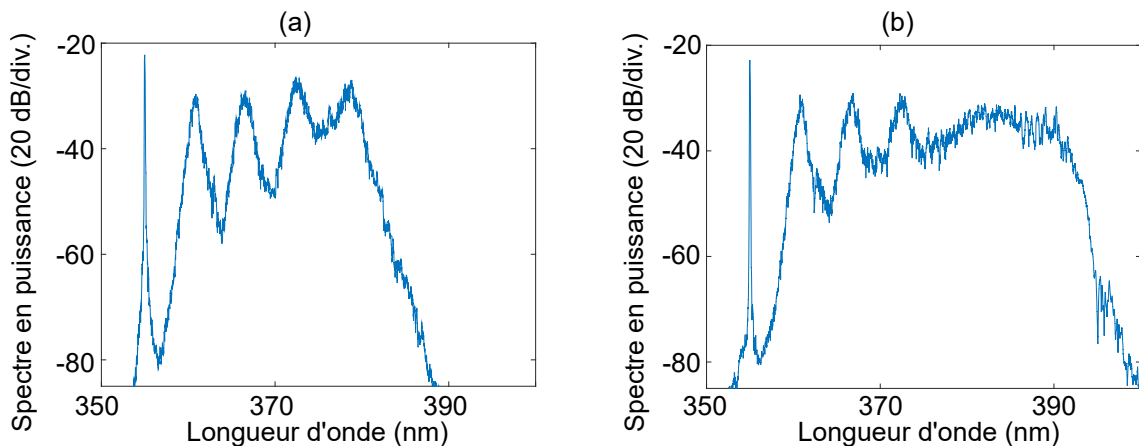


Figure 3.21 – (a) Spectre de 350 nm à 400 nm de simulation numérique pour une puissance crête de 90 W et un coefficient de perte de 1 dB/m. Le spectre montre une cascade Raman de seulement 4 ordres. (b) Spectre de 350 nm à 400 nm de simulation numérique pour une puissance crête de 210 W et un coefficient de perte de 3 dB/m. Le spectre montre un continuum atteignant les 400 nm avec les quatre premières bosses de la cascade Raman.

3.3.3.3/ Robustesse à la solarisation sous rayonnement ultraviolet

Après avoir étudié la génération d'effets non-linéaires dans le segment de fibre UV-PCF de 4 m avec une source à 355 nm, une très brève étude de la tenue au flux sous le faisceau lumineux ultraviolet provenant de cette source est réalisée. La fibre UV-PCF, montre une robustesse certaine à la solarisation sous rayonnement UV et au photonoircissement. En effet, on voit seulement une perte de 33 % après 120 min sous une puissance injectée maximale possible. De plus, le segment de 4 m utilisé lors des études expérimentales analysées dans ce chapitre montre une robustesse à la génération à répétition d'effets non-linéaires avec une source ultraviolette à 355 nm.

On peut conclure que la fibre UV-PCF offre une très bonne robustesse au photonoircissement dû au rayonnement ultraviolet.

3.4/ Conclusion

En conclusion, nous avons présenté un design de fibre utilisé pour la fabrication d'une fibre multimode à saut d'indice à cristaux photoniques en verre spécial UV. Malgré des mesures de pertes montrant une atténuation forte par rapport à l'état de l'art pour ce type de verre en silice dopée aux ions hydroxides, on a pu faire une étude expérimentale d'effets non-linéaires lors du pompage de cette fibre avec une source laser à 355 nm. Ainsi, lors d'un pompage dans le cœur de cette fibre, on a pu observer la génération de mélanges à quatre ondes intermodaux divers avec l'implication de sept modes guidés par cette fibre multimode. Tout cela fut possible sur un segment de fibre de 4 m grâce à l'utilisation de quatre lentilles de focales différentes permettant la variabilité des conditions d'injection. Ensuite, ces conditions d'injections ont été optimisées pour la génération de cascade Raman, qui s'est avérée possible grâce à des couplages dans des modes de gaine impliquant les ponts de la structure. L'injection dans ces modes de gaine et donc avec la propagation de la lumière dans les ponts permet un plus fort confinement du faisceau lumineux et une plus grande puissance injectée que ce qui est obtenu lors de l'injection dans le cœur de la fibre. La dynamique de la génération d'une cascade Raman dans un pont a été confirmée grâce à des simulations numériques qui permettent de soutenir

l'interprétation de la superposition de l'énergie de chaque cascade Raman générée dans les ponts monomodes. L'injection dans ces différents modes de gaines composés de ces ponts permet alors la génération de diverses cascades Raman. La génération de cascade Raman a permis d'étendre le spectre de 355 nm à 391 nm. De surcroît, la possibilité d'injecter dans un mode de gaine et un mode se propageant dans le cœur de la fibre a été observée, ce qui montrent la possibilité d'agrandir l'élargissement du spectre grâce à un mixage entre la génération de cascade Raman et de mélanges à quatre ondes intermodaux. Dans ce but, la fabrication de ce type de fibre serait à repenser pour permettre la diminution de l'atténuation de la fibre dans ce domaine spectral de UV-A. Il serait aussi nécessaire de repenser le design de la fibre multimode à saut d'indice à cristaux photoniques. Le design pourrait être optimisé afin d'avoir un meilleur confinement dans le cœur pour y obtenir le mixage d'une cascade Raman avec les mélanges à quatre ondes intermodaux, ce qui permettrait à la lumière de se propager dans des modes dont les pertes en propagation seraient beaucoup moins importantes le long de la fibre.

Conclusion Générale

Le travail de recherche développé dans cette thèse a été orienté sur la génération de nouvelles fréquences optiques vers les hautes fréquences (visible et ultraviolet (UV)). L'identification et la confirmation théorique des phénomènes non-linéaires responsables de la génération des nouvelles composantes spectrales dans le visible et l'UV sont les résultats majeurs issus de mes recherches.

Le chapitre 1 passe en revue les principales théories de la propagation linéaire et non-linéaire d'une impulsion dans les fibres optiques, en décrivant des processus de conversion de fréquence, comme le mélange intermodal à quatre ondes, ainsi qu'en présentant brièvement le processus de génération de supercontinuum. Ce chapitre permet de poser les bases utilisées pour l'identification des effets non-linéaires responsables des nouvelles composantes spectrales générées lors des études expérimentales des fibres à saut d'indice multimodes dans les deux chapitres suivants.

L'étude d'une fibre faiblement multimode à saut d'indice faiblement dopée germanium dans son cœur dans le chapitre 2 nous a permis d'identifier la dynamique permettant l'élargissement spectral du supercontinuum dans la partie visible du spectre. La fibre à saut d'indice faiblement multimode a été étudiée avec deux sources laser à 532 nm et 1064 nm. En fonction des particularités des conditions expérimentales, les résultats obtenus avec le pompage à 532 nm ont donné soit un large continuum multimode s'étendant de 515 nm à 680 nm dû à une diffusion Raman en cascade mixée avec des mélanges intermodaux à quatre ondes, soit une série de composantes spectrales discrètes émises dans des modes d'ordre supérieur sur la plage de 524 nm à 538 nm identifiés comme des mélanges intermodaux à quatre ondes. De plus, toujours en fonction des conditions expérimentales, lors du pompage à 1064 nm, les expériences ont donné soit un supercontinuum multimode s'étendant de 560 nm à 2350 nm, soit une série de pics spectraux discrets dans des modes d'ordre supérieur observés simultanément avec un élargissement spectral continu. Ces deux résultats expérimentaux ont été identifiés comme provenant d'un mixage des effets non-linéaires d'une diffusion Raman en cascade avec des mélanges intermodaux à quatre ondes en cascades. L'interprétation de la génération des pics dû à des mélanges intermodaux à quatre ondes et en cascades ont été soutenus par les calculs théoriques des accords de phase intermodaux.

Malgré le fait que la fibre soit une fibre à saut d'indice faiblement multimode, on a observé des mélanges à quatre ondes intermodaux en cascade. Contrairement aux résultats avec des fibres à gradient d'indice reportés dans la littérature, aucune instabilité géométrique ne fut observée, par contre la cascade de mélanges intermodaux à quatre ondes a été identifiée, faisant intervenir une pompe primaires et des pompes secondaires permettant la génération de composantes spectrales éloignées de leur pompe respective permettant l'élargissement du

supercontinuum dans le visible vers l'ultraviolet.

Dans la seconde étude déroulée dans le chapitre 3, les expériences ont porté sur la conversion non-linéaire de fréquences dans une fibre à cristaux photoniques à saut d'indice multimode en verre de silice spéciale UV. S'appuyant sur les récentes améliorations dans le domaine de fabrication des fibres optiques, un modèle géométrique de la fibre à cristaux photoniques (PCF) a été, tout d'abord, proposé pour être à saut d'indice multimode. Après sa fabrication dans un verre silice dopée au ions hydroxydes supportant le rayonnement ultraviolet, la fibre à cristaux photonique à saut d'indice multimode fut testée avec deux sources laser, une à 532 nm et une à 355 nm. Avec la source laser à 355 nm, les expériences ont permis de générer des pics spectraux discrets d'ordre supérieur dans la plage de 350 nm à 379,7 nm. L'origine de ces pics provenant de mélanges intermodaux à quatre ondes est déduite des calculs théoriques d'accord de phase. Des expériences supplémentaires en pompant dans les ponts de la microstructure de la fibre à cristaux photoniques ont permis d'obtenir un continuum en cascade Raman s'étendant de 350 nm à 390 nm. Les spectres observés dans les expériences ont été bien reproduits par des simulations utilisant l'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée. Il fut également observés une combinaison de ces deux phénomènes non-linéaires de diffusion Raman en cascade et mélanges intermodaux à quatre ondes lors du pompage dans les ponts de la micro-structure permettant un aperçu des perspectives pouvant être envisagées et exposées ci-après.

Ces résultats expérimentaux montrent l'accessibilité de nouvelles composantes spectrales dans l'ultraviolet avec une source laser à 355 nm à longue impulsion pompant une fibre à cristaux photoniques multimode à saut d'indice. Plus généralement, les résultats expérimentaux obtenus dans cette thèse soulignent l'utilité des effets non-linéaires dans des fibres multimodes à saut d'indice permettant la génération de rayonnements cohérent sur de large bandes spectrales.

Les travaux fournis dans cette thèse conduisent à différentes perspectives proposées ci-dessous :

La première perspective s'appuie sur les résultats expérimentaux présentés en chapitre 2 avec l'utilisation de la fibre à saut d'indice faiblement multimode. En effet, les résultats obtenus montrent la possibilité d'élargissements spectraux éloignés de la pompe avec laquelle ces mélanges intermodaux à quatre ondes sont générés et ils peuvent être générés en cascades. La limitation dans notre cas d'étude est la puissance disponible pour chaque pompe primaire ou secondaire de ces mélanges intermodaux à quatre ondes. Une possibilité future serait de stimuler ces pompes secondaires afin d'augmenter leur puissance disponible et donc de générer de plus grand élargissements spectraux. Une seconde perspective serait de designer des fibres à saut d'indice faiblement multimode avec une dispersion modale très faible à une seule longueur d'onde donnée.

Les perspectives suivantes se basent sur le travail réalisé dans le chapitre 3. En effet, comme vu lors de l'étude à 532 nm, la fibre à cristaux photoniques à saut d'indice multimode possède une atténuation prononcée. La fabrication de ce type de fibre serait à repenser pour permettre la diminution de l'atténuation de la fibre dans ce domaine spectral de UV-A. Il serait aussi nécessaire de reconsidérer le design de la fibre multimode à saut d'indice à cristaux photoniques. Le design pourrait être optimisé en réduisant le diamètre du cœur afin d'avoir un meilleur confinement à 355 nm dans le cœur de la PCF pour y obtenir le mixage d'une cascade

Raman avec les mélanges intermodaux à quatre ondes, ce qui permettrait à la lumière de se propager dans des modes dont les pertes en propagation seraient beaucoup moins importantes le long de la fibre.

En plus des travaux déjà décrits dans cette thèse, il existe plusieurs domaines d'investigation supplémentaires qui se suggèrent immédiatement pour des travaux futurs. Par exemple, la combinaison des propriétés de conception flexible de structures des cristaux photoniques avec un noyau à gradient d'indice est un domaine qui a déjà fait l'objet de travaux [124, 125, 126].

J'ai d'ailleurs eu l'occasion d'étudier une fibre à cristaux photoniques à gradient d'indice faiblement multimode à 1064 nm lors d'expériences préliminaires menées dans le cadre d'un échange avec les partenaires du projet SUPUVIR. Après l'analyse des propriétés de cette fibre et les calculs théoriques des constantes de propagations pour une fibre à cristaux photoniques ainsi que des couplages à quatre ondes intermodaux possibles pour une fibre à gradient d'indice, une large étude expérimentale a été réalisée sur trois différentes longueurs de fibre 70 cm, 2 m et 3 m en utilisant une source laser à 1064 nm. Cela a permis de mettre en évidence la génération de supercontinua d'environ 520 nm à 1700 nm à travers deux états différents de polarisations. Les analyses ont permis de mettre en évidence les deux caractéristiques particulières de la génération de l'idler à 643 nm d'un mélange intermodal à quatre ondes. La première caractéristique est sa dépendance modale par rapport au mode préférentiellement excité de la pompe à 1064 nm avec soit sa génération dans un mode LP01 pour une pompe dans le mode LP01, soit dans un mode LP11a pour une pompe dans le mode LP11a. La seconde caractéristique est l'influence faible de la polarisation, donnant la distinction entre la propagation d'un mode LP11a ou LP11b le long de la fibre.

La composante récurrente à 643 nm principalement générée a été identifiée, et la comparaison avec les calculs théoriques permet de confirmer l'interprétation du processus non-linéaire permettant sa génération. La complexité des dynamiques permettant la génération des supercontinua observés expérimentalement ne peut être appréhendée seulement avec les calculs de décalages en fréquence, qui donnent les mélanges intermodaux à quatre ondes pour une fibre à gradient d'indice, car nous sommes dans le contexte d'une étude d'une fibre très particulière. La particularité de cette fibre à n'être que faiblement multimode avec seulement quatre nombres de groupes de mode $g = 1, 2, 3, 4$ ne permet pas la génération de phénomènes tels que la GPI ou le nettoyage de faisceau, impossibles à observer, contrairement aux fibres étudiées en référence [95, 96].

Ces expériences ont donné des résultats qui, bien que prometteurs, n'ont pas présenté d'avancées significatives en terme de génération de supercontinuum par rapport aux résultats déjà connus dans la littérature [95, 96] et n'étant pas aboutis ils ne sont donc pas inclus ici. Mais il est certain que la possibilité de combiner les paramètres d'un profil à gradient d'indice avec les degrés de liberté de confinement d'une structure à cristaux photoniques est un domaine qui pourrait apporter encore plus de flexibilité dans la sélection des fibres pour des applications particulières du supercontinuum et qui par ailleurs apporte déjà des résultats prometteurs dans le domaine du multiplexage par répartition spatiale [127, 128].

5

Bibliographie Générale

Bibliographie

- [1] Maiman, T. H. **Optical and microwave-optical experiments in ruby.** *Phys. Rev. Lett.* **4** (1960), 564–566.
- [2] Maiman, T. H. **Stimulated optical radiation in ruby.** *Nature* **187** (1960), 493–494.
- [3] Franken, P. A., Hill, A. E., Peters, C. W., and Weinreich, G. **Generation of optical harmonics.** *Phys. Rev. Lett.* **7** (1961), 118–119.
- [4] Poudel, C., and Kaminski, C. F. **Supercontinuum radiation in fluorescence microscopy and biomedical imaging applications.** *J. Opt. Soc. Am. B* **36** (2019), A139–A153.
- [5] Travers, J. C. **Blue extension of optical fiber supercontinuum generation.** *J. Opt.* **12**, 113001 (2010), 1–19.
- [6] Sylvestre, T., Ragueh, A. R., Lee, M. W., Stiller, B., Fanjoux, G., Barviau, B., Mussot, A., and Kudlinski, A. **Black-light continuum generation in a silica-core photonic crystal fiber.** *Opt. Lett.* **37**, 2 (2012), 130–132.
- [7] Wang, Y. Y., Couny, F., Light, P. S., Mangan, B. J., and Benabid, F. **Compact and portable multiline UV and visible Raman lasers in hydrogen-filled HC-PCF.** *Opt. Lett.* **35** (2010), 1127–1129.
- [8] Stark, S. P., Travers, J. C., and Russell, P. S. J. **Extreme supercontinuum generation to the deep UV.** *Opt. Lett.* **37** (2012), 770–772.
- [9] Yu, F., Cann, M., Brunton, A., Wadsworth, W., and Knight, J. **Single-mode solarization-free hollow-core fiber for ultraviolet pulse delivery.** *Opt. Express* **26** (2018), 10879–10887.
- [10] Belli, F., Abdolvand, A., Chang, W., Travers, J. C., and Russell, P. S. J. **Vacuum-ultraviolet to infrared supercontinuum in hydrogen-filled photonic crystal fiber.** *Optica* **2** (2015), 292–300.
- [11] Hosseini, P., Ermolov, A., Tani, F., Novoa, D., and Russell, P. S. J. **UV soliton dynamics and Raman-enhanced supercontinuum generation in photonic crystal fiber.** *ACS Photonics* **5** (2019), 1–12.
- [12] Jiang, X., Joly, N. Y., Finger, M. A., Babic, F., Wong, G. K., Travers, J. C., and Russell, P. S. J. **Deep-ultraviolet to mid-infrared supercontinuum generated in solid-core ZBLAN photonic crystal fiber.** *Nature Photon.* **9** (2015), 133–139.
- [13] Travers, J. C., Grigorova, F. T., Brahms, C., and Belli, F. **High-energy pulse self-compression and ultraviolet generation through soliton dynamics in hollow capillary fibers.** *Nature Photonics* **13** (2019), 1749–4893.

- [14] Agrawal, G. P. **Applications of Nonlinear Fiber Optics**, second edition ed. Elsevier Inc. Academic Press, 2008.
- [15] Dudley, J. M., Genty, G., and Coen, S. **Supercontinuum generation in photonic crystal fiber**. *Rev. Mod. Phys.* **78** (2006), 1135–1184.
- [16] Krupa, K., Tonello, A., Barthélémy, A., Mansuryan, T., Couderc, V., Millot, G., Grelu, P., Modotto, D., Babin, S. A., and Wabnitz, S. **Multimode nonlinear fiber optics, a spatiotemporal avenue**. *APL Photonics* **4** (2019), 1–43.
- [17] Stolen, R. H., Bjorkholm, J. E., and Ashkin, A. **Phase matched three wave mixing in silica fiber optical waveguides**. *Applied Physics Letters* **24**, 7 (1974), 308–310.
- [18] Hill, K. O., Johnson, D. C., and Kawasaki, B. S. **Efficient conversion of light over a wide spectral range by four-photon mixing in a multimode graded-index fiber**. *Appl. Opt* **20**, 6 (1981), 1075–1079.
- [19] Agrawal, G. P. **Nonlinear Fiber Optics**. Academic Press Elsevier, 2007.
- [20] Provino, L. **Génération et amplification contrôlées de très larges bandes spectrales dans les fibres optiques conventionnelles et microstructurées**. PhD thesis, Université de Franche-Comté, 2002.
- [21] Marcuse, D. **Light Transmission Optics, Chaps. 8 and 12**. Van Nostrand Reinhold, New York, 1982.
- [22] Snyder, A. W., and Love, J. D. **Optical Waveguide Theory**. Chapman and Hall, London, 1983.
- [23] Adams, M. J. **An Introduction to Optical Waveguides**. Wiley, New York, 1981.
- [24] Kibler, B. **Propagation non-linéaire d’impulsions ultracourtes dans les fibres optiques de nouvelle génération**. PhD thesis, Université de Franche-Comté, 2007.
- [25] Knight, J. C., Birks, T. A., Russell, P. S. J., and Atkin, D. M. **All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding**. *Opt. Lett.* **21**, 19 (1996), 1547–1549.
- [26] Knight, J. C., Broeng, J., Birks, T. A., and Russell, P. S. J. **Photonic band gap guidance in optical fibers**. *Science* **282** (1998), 1476–1478.
- [27] Cregan, R. F., Mangan, B. J., Knight, J. C., Birks, T. A., Russell, P. S. J., Roberts, P. J., and Allan, D. C. **Single-mode photonic band gap guidance of light in air**. *Science* **285** (1999), 1537–1539.
- [28] Joindot, I., Joindot, M., Berlinet, D., Boisrobert, C., Chawki, J., Gadonna, M., Georges, T., Hamel, A., Ligne, M. L., Rouzic, J. L., Pirio, F., Simon, J., Thomine, J., and Vassallo, C. **Les télécommunications par fibres optiques**. CNET-ENST DUNOD, 1996.
- [29] Alfano, R. R. **The Supercontinuum Laser Source : Fundamentals with Updated References**, second edition ed. Springer, 2006.
- [30] Cohen, L. G. **Comparison of single-mode fiber dispersion measurement techniques**. *J. Lightwave Technol* **3** (1985), 958 – 966.
- [31] Okamoto, K. **Fundamentals of Optical Waveguides**, second edition ed. Elsevier, 2006.

- [32] Kaminow, I. P., Nahory, R. E., Stulz, L. W., and Dewinter, J. C. **Performance of an improved InGaAsP ridge waveguide laser at 1.3 micrometer**. *IEEE J. Quantum Electron* **17** (1981), 1312 – 1319.
- [33] Kogelnik, H., Jopson, R. M., and Nelson, L. E. **Optical Fiber Telecommunications IV-B : Systems and Impairments, Chap. 15**, vol. **4A**. Academic Press, Boston, 2002.
- [34] Damask, J. N. **Polarization Optics in Telecommunications**. Springer, New York, 2005.
- [35] Noda, J., Okamoto, K., and Sasaki, Y. **Polarization-maintaining fibers and their applications**. *J. Lightwave Technol* **7**, 1499 (1986).
- [36] Diamant, P. **Wave Transmission and Fiber Optics**. Macmillan, New York, 1990.
- [37] Bloembergen, N. **Nonlinear Optics**. Benjamin, Reading, MA, 1977.
- [38] Shen, Y. R. **Principles of Nonlinear Optics**. Wiley, New York, 1984.
- [39] Butcher, P. N., and Cotter, D. N. **The Elements of Nonlinear Optics**. Cambridge University Press, Cambridge UK, 1990.
- [40] Boyd, R. W. **Nonlinear Optics**, 2 ed. Academic Press, Boston, 2003.
- [41] Schubert, M., and Wilhelmi, B. **Nonlinear Optics and Quantum Electronics**. Wiley, New York, 1986.
- [42] Tchofo-Dinda, P., and Mathey, P. **Electro-magnétisme : Ondes et propagation guidée**. DUNOD, 2017.
- [43] Marcuse, D. **Theory of Dielectric Optical Waveguides**. Academic Press, San Diego, CA, 1991.
- [44] Buck, J. A. **Fundamentals of Optical Fibers**, 2 ed. Wiley, New York, 2004.
- [45] Stolen, R. H., and Lin, C. **Self-phase modulation in silica fibers**. *Physical Review A* **17** (1978), 1448–1453.
- [46] Stolen, R. H., Gordon, J. P., Tomlinson, W. J., and Haus, H. A. **Raman response function of silica-core fibers**. *J. Opt. Soc. Am. B* **6** (1989), 1159–1166.
- [47] Dudley, J. M., and Taylor, J. R. **Supercontinuum Generation in Optical Fibers**. eds Cambridge University, 2010.
- [48] Hasegawa, A. **Self-confinement of multimode optical pulse in a glass fiber**. *Opt. Lett.* **5** (1980), 416–417.
- [49] Crosignani, B., Cutolo, A., and Porto, P. D. **Coupled-mode theory of nonlinear propagation in multimode and single-mode fibers : Envelope solitons and self-confinement**. *J. Opt. Soc. Am.* **72** (1982), 1136–1141.
- [50] Manassah, J. T., Baldeck, P. L., and Alfano, R. R. **Self-focusing and self-phase modulation in a parabolic graded-index optical fiber**. *Opt. Lett.* **13** (1988), 589–591.

- [51] Longhi, S., and Janner, D. **Self-focusing and nonlinear periodic beams in parabolic index optical fibres.** *J. Opt. B : Quantum Semiclassical Opt.* **6** (2004), S303–S308.
- [52] Poletti, F., and Horak, P. **Description of ultrashort pulse propagation in multimode optical fibers.** *J. Opt. Soc. Am. B* **25** (2008), 1645–1654.
- [53] Pedersen, M. E. V., Cheng, J., Xu, C., and Rottwitz, K. **Transverse field dispersion in the generalized nonlinear schrödinger equation : Four wave mixing in a higher order mode fiber.** *J. Lightwave Technol.* **31** (2013), 3425–3431.
- [54] Khakimov, R., Shavrin, I., Novotny, S., Kaivola, M., and Ludvigsen, H. **Numerical solver for supercontinuum generation in multimode optical fibers.** *Opt. Express* **21** (2013), 14388–14398.
- [55] Laegsgaard, J. **Efficient simulation of multimodal nonlinear propagation in step-index fibers.** *J. Opt. Soc. Am. B* **34** (2017), 2266–2273.
- [56] Conforti, M., Arabi, C., Mussot, A., and Kudlinski, A. **Fast and accurate modelling of nonlinear pulse propagation in graded-index multimode fibers.** *Opt. Lett.* **42** (2017), 4004–4007.
- [57] Wright, L. G., Ziegler, Z. M., Lushnikov, P. M., Zhu, Z., Eftekhari, M. A., Christodoulides, D. N., and Wise, F. W. **Multimode nonlinear fiber optics : Massively parallel numerical solver, tutorial and outlook.** *IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics* **24**, 3 (2018), 1–16.
- [58] Mitschke, F. M., and Mollenauer, L. F. **Discovery of the soliton self-frequency shift.** *Opt. Lett.* **12** (1986), 585–590.
- [59] Gordon, J. P. **Theory of the soliton self-frequency shift.** *Opt. Lett.* **11** (1986), 662–665.
- [60] Blow, K. J., and Wood, D. **Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers.** *IEEE J. Quantum Electron* **25** (1989), 2665 – 2673.
- [61] Stolen, R. H., and Tom, H. W. K. **Self-organized phase-matched harmonic generation in optical fibers.** *Opt. Lett.* **12**, 8 (1987), 585–587.
- [62] Ceoldo, D., Minoni, U., Modotto, D., Shalaby, B. M., Krupa, K., Tonello, A., and Couderc, V. **Second harmonic generation in an optically poled fiber.** In *2015 Spatio-temporal Complexity in Nonlinear Optics (SCNO)* (2015), pp. 1–3.
- [63] Ceoldo, D., Krupa, K., Tonello, A., Couderc, V., Modotto, D., Minoni, U., Millot, G., and Wabnitz, S. **Second harmonic generation in multimode graded-index fibers : spatial beam cleaning and multiple harmonic sideband generation.** *Opt. Lett.* **42** (2017), 971–974.
- [64] Armstrong, J. A., Bloembergen, N., Ducuing, J., and Pershan, P. S. **Interactions between light waves in a nonlinear dielectric.** *Phys. Rev.* **127** (1962), 1918–1939.
- [65] Botineau, J., and Stolen, R. H. **Effect of polarization on spectral broadening in optical fibers.** *J. Opt. Soc. Am.* **72** (1982), 1592–1596.
- [66] Chee, J. K., and Liu, J. M. **Polarization-dependent parametric and Raman processes in a birefringent optical fiber.** *Opt. Lett.* **14** (1990), 541 – 549.

- [67] Chen, Y. **Combined processes of stimulated Raman scattering and four-wave mixing in optical fibers.** *J. Opt. Soc. Am. B* **7** (1990), 43–52.
- [68] Golovchenko, E. A., Mamyshev, P. V., Pilipetskii, A. N., and Dianov, E. M. **Numerical analysis of the Raman spectrum evolution and soliton pulse generation in single-mode fibers.** *IEEE J. Quantum Electron.* **26** (1991), 1626–1632.
- [69] Cappellini, G., and Trillo, S. **Bifurcations and three-wave-mixing instabilities in nonlinear propagation in birefringent dispersive media.** *Phys. Rev.* **44** (1991), 7509–7523.
- [70] Trillo, S., and Wabnitz, S. **Parametric and Raman amplification in birefringent fibers.** *J. Opt. Soc. Am. B* **9** (1992), 1061–1082.
- [71] Golovchenko, E. A., and Pilipetskii, A. N. **Unified analysis of four-photon mixing, modulational instability, and stimulated Raman scattering under various polarization conditions in fibers.** *J. Opt. Soc. Am. B* **11** (1994), 92–101.
- [72] Tchofo-Dinda, P., Millot, G., and Louis, P. **Simultaneous achievement of suppression of modulational instability and reduction of stimulated Raman scattering in optical fibers by orthogonal polarization pumping.** *J. Opt. Soc. Am. B* **17** (2000), 1730–1739.
- [73] Millot, G., Tchofo-Dinda, P., Seve, E., and Wabnitz, S. **Modulational instability and stimulated Raman scattering in normally dispersive highly birefringent fibers.** *Opt. Fiber Technol.* **7** (2001), 170–205.
- [74] Mafi, A., Hofmann, P., Salvin, C. J., and Schulzgen, A. **Low-loss coupling between two single-mode optical fibers with different mode-field diameters using a graded-index optical fiber.** *Opt. Lett.* **36**, 18 (2011), 3596–3598.
- [75] Mafi, A. **Pulse propagation in a short nonlinear graded-index multimode optical fiber.** *J. Lightwave Technol.* **30** (2012), 2803–2811.
- [76] Poletti, F., and Horak, P. **Dynamics of femtosecond supercontinuum generation in multimode fibers.** *Opt. Express* **17**, 8 (2009), 6134–6147.
- [77] Dupiol, R., Bendahmane, A., Krupa, K., Tonello, A., Fabert, M., Kibler, B., Sylvestre, T., Barthelemy, A., Couderc, V., Wabnitz, S., and Millot, G. **Far-detuned cascaded intermodal four-wave mixing in a multimode fiber.** *Opt. Lett.* **42**, 7 (2017), 1293–1296.
- [78] Krupa, K., Tonello, A., Barthelemy, A., Couderc, V., Shalaby, B. M., Bendahmane, A., Millot, G., and Wabnitz, S. **Observation of geometric parametric instability induced by the periodic spatial self-imaging of multimode waves.** *Phys. Rev. Lett.* **18** (2016).
- [79] Picozzi, A., Millot, G., and Wabnitz, S. **Nonlinear virtues of multimode fibre.** *Nature Photonics* **9** (2015), 289–291.
- [80] Nazemosadat, E., Pourbeyram, H., and Mafi, A. **Phase matching for spontaneous frequency conversion via four-wave mixing in graded-index multimode optical fibers.** *J. Opt. Soc. Am. B* **33**, 2 (2016), 144–150.

- [81] Hansson, T., Tonello, A., Mansuryan, T., Mangini, F., Zitelli, M., Ferraro, M., Niang, A., Crescenzi, R., Wabnitz, S., and Couderc, V. **Nonlinear beam self-imaging and self-focusing dynamics in a grin multimode optical fiber : theory and experiments.** *ArXiv :2005.07280v1* (2020).
- [82] Longhi, S. **Modulation instability and space time dynamics in nonlinear parabolic-index optical fibers.** *Opt. Lett.* **28** (2003), 2363–2365.
- [83] Krupa, K., Tonello, A., Shalaby, B. M., Fabert, M., Barthelemy, A., Millot, G., Wabnitz, S., and Couderc, V. **Spatial beam self-cleaning in multimode fibres.** *Nat. Photon.* **4** (2017), 237–241.
- [84] Krupa, K., Castaneda, G. G., Tonello, A., Niang, A., Kharenko, D. S., Fabert, M., Couderc, V., Millot, G., Minoni, U., Modotto, D., and Wabnitz, S. **Nonlinear polarization dynamics of Kerr beam self-cleaning in a graded-index multimode optical fiber.** *Opt. Lett.* **44**, 1 (2019), 171–174.
- [85] Dupiol, R., Krupa, K., Tonello, A., Fabert, M., Modotto, D., Wabnitz, S., Millot, G., and Couderc, V. **Kerr and Raman beam cleanup with supercontinuum generation in multimode fiber.** In *Conference on Lasers and Electro-Optics* (2018), no. paper SM3D.6.
- [86] Ranka, J. K., Windeler, R. S., and Stentz, A. J. **Visible continuum generation in air-silica microstructured optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm.** *Opt. Lett.* **25** (2000), 25–27.
- [87] Knight, J. C. **Photonic crystal fibres.** *Nature (London)* **424** (2003), 847–851.
- [88] Russell, P. S. J. **Photonic crystal fibers.** *Science* **299** (2003), 358–362.
- [89] Bureau, B., Zhang, X. H., Smektala, F., Adam, J. L., Troles, J., Ma, H. L., Boussard-Plédel, C., Lucas, J., Lucas, P., Coq, D. L., Riley, M. R., and Simmons, J. H. **Recent advances in chalcogenide glasses.** *Journal of Non-Crystalline Solids* **345-346** (2004), 276–283.
- [90] Moller, U., Yu, Y., Kubat, I., Petersen, C. R., Gai, X., Brilland, L., Méchin, D., Caillaud, C., Troles, J., Luther-Davies, B., and Bang, O. **Multi-milliwatt mid-infrared supercontinuum generation in a suspended core chalcogenide fiber.** *Opt. Express* **23**, 3 (2015), 3282–3291.
- [91] Klimczak, M., Michalik, D., Stepniewski, G., Karpate, T., Cimek, J., Forestier, X., Kasztelanik, R., Pysz, D., Stepień, R., and Buczyński, R. **Coherent supercontinuum generation in tellurite glass regular lattice photonic crystal fibers.** *J. Opt. Soc. Am. B* **36** (2019), A112–A124.
- [92] Troles, J., Venck, S., Cozic, S., Brilland, L., Chahal, R., Meneghetti, M., Adam, J., Boussard-Plédel, C., Bureau, B., Poulain, S., Bodin, L., Joulain, F., M. Poulain, Sylvestre, T., and Huss, G. **Mid-infrared detection of organic compounds with a 2-10 micrometer supercontinuum source generated from concatenated fluoride and chalcogenide fibers.** In *Proc. SPIE 11233, Optical Fibers and Sensors for Medical Diagnostics and Treatment Applications XX* (2020).

- [93] Eftekhar, M. A., Sanjabi-Eznaveh, Z., Lopez-Aviles, H. E., Benis, S., Antonio-Lopez, J. E., Kolesik, M., Wise, F., Amezcua-Corea, R., and Christodoulides, D. N. **Accelerated nonlinear interactions in graded-index multimode fibers.** *Nature Communications* **10**, 1038 (2019), 1–10.
- [94] Dupiol, R., Bendahmane, A., Krupa, K., Fatome, J., Tonello, A., Fabert, M., Couderc, V., Wabnitz, S., and Millot, G. **Intermodal modulational instability in graded-index multimode optical fibers.** *Opt. Lett.* **42**, 17 (2017), 3419–3422.
- [95] Lopez-Galmiche, G. **Visible supercontinuum generation in a graded index multimode fiber pumped at 1064 nm.** *Opt. Lett.* **41** (2016), 2553–2556.
- [96] Sanjabieznaveh, Z., Eftekhar, M. A., Lopez, J. E. A., Aviles, H. L., Kolesik, M., Wise, F. W., Christodoulides, D. N., and Correa, R. A. **Blue-enhanced supercontinuum generation in a fluorine-doped graded-index multimode fiber.** *arXiv :1810.11559* (2018).
- [97] Wright, L. G., Renninger, W. H., Christodoulides, D. N., and Wise, F. W. **Spatiotemporal dynamics of multimode optical solitons.** *Opt. Express* **23**, 3 (2015), 3492–3506.
- [98] Wright, L. G., Christodoulides, D., and Wise, F. W. **Controllable spatiotemporal nonlinear effects in multimode fibres.** *Nat. Photon.* **9** (2015), 306–310.
- [99] Zhu, Z., Wright, L. G., Christodoulides, D. N., and Wise, F. W. **Observation of multimode solitons in few-mode fiber.** *Opt. Lett.* **41**, 20 (2016), 4819–4822.
- [100] Rishøj, L., Kristensen, P., Ramachandran, S., and Rottwitt, K. **Experimental demonstration of intermodal nonlinear effects between full vectorial modes in a few moded fiber.** *Opt. Express* **21**, 23 (2013), 28836–28841.
- [101] Cheng, J., Pedersen, M. E. V., Charan, K., Wang, K., Xu, C., Grüner-Nielsen, L., and Jakobsen, D. **Intermodal four-wave mixing in a higher-order-mode fiber.** *Applied Physics Letters* **101**, 16 (2012), 1–4.
- [102] Demas, J., Steinvurzel, P., Tai, B., Rishoj, L., Chen, Y., and Ramachandran, S. **Intermodal nonlinear mixing with Bessel beams in optical fiber.** *Optica* **2**, 1 (2015), 14–17.
- [103] Demas, J., Prabhakar, G., He, T., and Ramachandran, S. **Wavelength-agile high-power sources via four-wave mixing in higher-order fiber modes.** *Opt. Express* **25**, 7 (2017), 7455–7464.
- [104] Prabhakar, G., Gregg, P., Rishoj, L., Kristensen, P., and Ramachandran, S. **Octave-wide supercontinuum generation of light-carrying orbital angular momentum.** *Opt. Express* **27** (2019), 11547–11556.
- [105] Efimov, A., Taylor, A. J., Omenetto, F. G., Knight, J. C., Wadsworth, W. J., and Russell, P. S. J. **Nonlinear generation of very high-order UV modes in microstructured fibers.** *Opt. Express* **11** (2003), 910–918.
- [106] Lesvigne, C., Couderc, V., Tonello, A., Leproux, P., Barthélémy, A., Lacroix, S., Druon, F., Blandin, P., Hanna, M., and Georges, P. **Visible supercontinuum generation controlled by intermodal four-wave mixing in microstructured fiber.** *Opt. Lett.* **32**, 15 (Aug 2007), 2173–2175.

- [107] Tu, H., Jiang, Z., Marks, D. L., and Boppart, S. A. **Intermodal four-wave mixing from femtosecond pulse-pumped photonic crystal fiber.** *Appl. Phys. Lett.* **94**, 101109 (2009).
- [108] Petersen, S. R., Alkeskjold, T. T., and Lægsgaard, J. **Degenerate four wave mixing in large mode area hybrid photonic crystal fibers.** *Opt. Express* **21**, 15 (2013), 18111–18124.
- [109] Petersen, S. R., Alkeskjod, T. T., Olausson, C. B., and Laegsgaard, J. **Intermodal and cross-polarization four-wave mixing in large-core hybrid photonic crystal fibers.** *Opt. Express* **23** (2015), 5954–5971.
- [110] Sevigny, B., Cassez, A., Vanvincq, O., Quiquempois, Y., and Bouwmans, G. **High-quality ultraviolet beam generation in multimode photonic crystal fiber through nondegenerate four-wave mixing at 532 nm.** *Opt. Lett.* **40** (2015), 2389–2392.
- [111] Yuan, J., Sang, X., Wu, Q., Zhou, G., Li, F., Zhou, X., Yu, C., Wang, K., Yan, B., Han, Y., Tam, H. Y., and Wai, P. K. A. **Enhanced intermodal four-wave mixing for visible and near-infrared wavelength generation in a photonic crystal fiber.** *Opt. Lett.* **40** (2015), 1338–1341.
- [112] Yuan, J., Kang, Z., Li, F., Zhang, X., Zhou, G., Sang, X., Wu, Q., Yan, B., Zhou, X., Wang, L., Zhong, K., Wang, K., Yu, C., Tam, H. Y., and Wai, P. K. A. **Spectrally-isolated violet to blue wavelength generation by cascaded degenerate four-wave mixing in a photonic crystal fiber.** *Opt. Lett.* **41** (2016), 2612–2615.
- [113] Yuan, J., Kang, Z., Li, F., Zhang, X., Mei, C., Zhou, G., Sang, X., Wu, Q., Yan, B., Zhou, X., Zhong, K., Wang, K., Yu, C., Farrell, G., Lu, C., Tam, H. Y., and Wai, P. K. A. **Experimental generation of discrete ultraviolet wavelength by cascaded intermodal four-wave mixing in a multimode photonic crystal fiber.** *Opt. Lett.* **42**, 18 (2017), 3537–3540.
- [114] Yuan, J., Kang, Z., Li, F., Zhou, G., Sang, X., Wu, Q., Yan, B., Zhou, X., Zhong, K., Wang, L., Wang, K., Yu, C., Lu, C., Tam, H. Y., and Wai, P. K. A. **Polarization-dependent intermodal four-wave mixing in a birefringent multimode photonic crystal fiber.** *Opt. Lett.* **42**, 9 (2017), 1644–1647.
- [115] Bigot, L. **Communication personnelle.** Université de Lille, CNRS, UMR 8523, PhLAM—Physique des Lasers Atomes et Molécules, Lille, France.
- [116] Fatome, J. **Communication personnelle.** Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, CNRS, UMR 6303, Université Bourgogne Franche-Comte, Dijon, France.
- [117] Hermann, W., and Wiechert, D. **Refractive index of doped and undoped PCVD bulk silica.** *Materials Research Bulletin* **24**, 9 (1989), 1083 – 1097.
- [118] Fleming, J. W. **Dispersion in GeO_2 – SiO_2 glasses.** *Applied Optics* **23**, 24 (1984), 4486–4493.
- [119] Gouveia-Neto, A. S., Faldon, M. E., and Taylor, J. R. **Solitons in the region of the minimum group-velocity dispersion of single-mode optical fibers.** *Opt. Lett.* **13**, 9 (1988), 770–772.

- [120] Wai, P. K. A., Menyuk, C. R., Lee, Y. C., and Chen, H. H. **Nonlinear pulse propagation in the neighborhood of the zero-dispersion wavelength of monomode optical fibers.** *Opt. Lett.* **11**, 7 (1986), 464–466.
- [121] Igarashi, K., Souma, D., Tsuritani, T., and Morita, I. **Performance evaluation of selective mode conversion based on phase plates for a 10-mode fiber.** *Opt. Express* **22**, 17 (2014), 20881–20893.
- [122] Birks, T. A., Knight, J. C., and Russell, P. S. J. **Endlessly single-mode photonic crystal fiber.** *Opt. Lett.* **22**, 13 (1997), 961–963.
- [123] Heraeus : Quartz glass for optics data and properties, <https://www.heraeus.com/en/group/home/Home.html>.
- [124] Krupa, K., Couderc, V., Tonello, A., Modotto, D., Barthélémy, A., Millot, G., and Wabnitz, S. **Refractive index profile tailoring of multimode optical fibers for the spatial and spectral shaping of parametric sidebands.** *J. Opt. Soc. Am. B* **36** (2019), 1117–1126.
- [125] Dupiol, R., Krupa, K., Tonello, A., Fabert, M., Modotto, D., Wabnitz, S., Millot, G., and Couderc, V. **Interplay of Kerr and Raman beam cleaning with a multimode microstructure fiber.** *Opt. Lett.* **43** (2018), 587–590.
- [126] Yuan, J., Kang, Z., Li, F., Zhou, G., Zhang, X., Mei, C., Sang, X., Wu, Q., Yan, B., Zhou, X., Zhong, K., Wang, K., Yu, C., Lu, C., Tam, H. Y., and Wai, P. K. A. **Deep-ultraviolet second harmonic generation by combined degenerate four-wave mixing and surface nonlinearity polarization in photonic crystal fiber.** *Scientific Reports* **7**, 9227 (2017).
- [127] Zhang, H., Bigot-Astruc, M., Sillard, P., and Fatome, J. **Spatially multiplexed picosecond pulse-train generation in a 6-LP-mode fiber based on multiple four-wave-mixings.** *Applied Optics* **58** (2019), 8570–6.
- [128] Zhang, H., Bigot, M., Sillard, P., Millot, G., Kibler, B., and Fatome, J. **Multiple spatial and wavelength conversion operations based on a frequency degenerated inter-modal four-wave-mixing process in a graded-index 6-LP few-mode fiber.** *Applied Optics* (2020).

Table des figures

1.1	Schéma de section transversale de fibre optique dont leur profil d'indice avec en (a) une fibre optique à saut d'indice en silice S_iO_2 et germanium $GeO_2-S_iO_2$, en (b) une fibre à gradient d'indice en silice dopée fluor $F-S_iO_2$ et germanium $GeO_2-S_iO_2$, et en (c) une fibre à cristaux photoniques. Figure inspirée de [24]	5
1.2	Réflexion totale interne dans une fibre silice à saut d'indice de longueur L	5
1.3	Courbes d'atténuation en dB/km en fonction de la longueur d'onde pour deux types de fibre multimodes dont avec une faible teneur d'ion hydroxide typiquement une fibre standard et une avec une haute teneur d'ion hydroxyde appelée "Solarization-Resistant Step Index Multimode Optical Fiber" de Thorlabs. L'axe des ordonnées est en échelle logarithmique.	7
1.4	Indices de réfraction en fonction de la longueur d'onde de 500 nm à 2000 nm, avec nSiGe indice de réfraction de la silice dopée avec des oxydes de Germanium, nSi l'indice de réfraction de la silice. L'indice effectif du mode LP01 est aussi donné, mode LP01 se propageant dans une fibre à saut d'indice avec un coeur de rayon de 7,5 μm ayant l'indice nSiGe et un indice de gaine nSi.	9
1.5	Schéma simplifié descriptif d'une onde guidée par la fibre optique pour un angle discret i_d permettant les interférences constructive. Représentation simplifiée de la projection du vecteur d'onde donnant l'indice effectif. Figure inspirée de [31].	10
1.6	Indices de réfraction en fonction de la longueur d'onde de 500 nm à 2000 nm, avec nSiGe indice de réfraction de la silice dopée avec des oxydes de Germanium, nSi l'indice de réfraction de la silice. Les indices effectifs des modes LP01, LP11, LP12, LP61 sont donnés, se propageant dans une fibre à saut d'indice avec un coeur de rayon de 7,5 μm .	11
1.7	Lignes de champs des premiers modes transverses, TE_{01} à gauche et TM_{01} à droite. Figure inspiré de [20]	16
1.8	Profils pour les modes linéairement polarisés LP ₀₁ , LP ₁₁ , LP ₂₁ , LP ₀₁ , LP ₃₁ , LP ₁₂ , LP ₄₁ , LP ₂₂ , LP ₀₃ , LP ₅₁ , LP ₃₂ , LP ₁₃ , LP ₄₂ , LP ₆₁ , LP ₂₃ , LP ₇₁ sans prendre en compte le nombre de modes dégénérés associés.	18
1.9	Courbe de la fonction réponse Raman $h_R(w)$ (partie réel et imaginaire) définie dans la sous-section 1.4.3.3, figure adaptée de [24].	20
1.10	Vue d'ensemble des supercontinua générés à partir d'une pompe laser (rond) dans une fibre optique avec la largeur de l'impulsion donnée par un code couleur. Ces supercontinua sont classés par densité spectrale obtenu en fonction de la longueur d'onde. Figure adaptée de l'article : Supercontinuum Light, J. M. Dudley et G. Genty, Physics Today 66 , 7, 29 (2013).	33
1.11	Simulation de l'évolution en fonction de la distance pour une puissance crête initiale de 500 W de la génération d'un supercontinuum lors d'un pompage en régime picoseconde (20 ps) en régime de dispersion normal à 700 nm dans une fibre PCF avec un zéro de dispersion à 780 nm. La génération du SC se déroule sur 2 m avec une dynamique de diffusion Raman stimulé en cascade. Figure adaptée de [15].	34

1.12	(a) Simulation (a) spectrale et (b) temporelle de l'évolution en fonction de la distance pour une puissance crête initiale de 10 kW de la génération d'un supercontinuum lors d'un pompage en régime femtoseconde (50 fs) en régime de dispersion anormal à 835 nm dans une fibre PCF avec un zéro de dispersion à 780 nm. La génération du SC se déroule sur 15 cm avec une dynamique solitonique et génération d'onde dispersive. La même évolution en fausse couleur est présentée en dessous. Figures adaptées de [15].	35
2.1	Profil d'indice de la fibre à saut d'indice faiblement multimode expérimental et en vert celui pris pour la modélisation. Des exemples de valeurs des indices des matériaux sont donnés en vert sur le modèle pour chaque région distincte : silice avec $n = 1.4440$, silice dopée au fluor (F) $n = 1.4426$ et silice dopée au germanium (Ge) $n = 1.4497$. Ce profil est donné avec aucune indication de pourcentage de dopant.	41
2.2	(a) Variation de la valeur de la dispersion de la vitesse de groupe (β_2) du mode LP01 à 1550 nm en fonction du dopage de germanium et de fluor en pourcentage.(b) Variation de la valeur de la dispersion de la vitesse de groupe (β_2) du mode LP11 à 1550 nm en fonction du dopage de germanium et de fluor en pourcentage.	42
2.3	(a) Indice effectifs des seize modes supportés par la fibre à 532 nm en fonction de la longueur d'onde. (b) Les images des modes LP01, LP11, LP21, LP31, LP02, LP31, LP12, LP41, LP22, LP03, LP51, LP32, LP42, LP61, LP23 et LP71 en fausses couleurs. (c) Inverse de la vitesse de groupe β_1 en fonction de la longueur d'onde pour chaque mode. (d) Dispersion de la vitesse de groupe β_2 en fonction de la longueur d'onde pour chaque mode.	44
2.4	Montage expérimental pour une pompe à 532 nm.	45
2.5	(a) Spectres expérimentaux en sortie de fibre faiblement multimode à saut d'indice de 50 m de longueur en fonction de l'évolution de la puissance mesurée en sortie de fibre (de bas en haut) 3.7 mW, 4.3 mW, 12.5 mW et 17.3 mW. Sur le second spectre pour une puissance de 4.3 mW, les pics sont annotés : Anti-Stokes Raman n°1 (AS_1) à environ 515 nm, Idler n°1 (I_1) à 528.8 nm, Signal n°1 (S_1) à 535.2 nm et premier ordre Raman (R_1) à 544 nm. Sur le troisième spectre pour une puissance de 12.5 mW, les pics sont annotés : Anti-Stokes Raman n°2 (AS_2) à environ 511 nm et le second ordre Raman (R_2) à 557 nm. Sur le dernier spectre à puissance maximale de 17.3 mW, les pics sont annotés : Idler n°2 (I_2) à 515.6 nm et le Signal n°2 (S_2) à 549.6 nm. L'image de la partie dans le visible du spectre optique de la sortie de fibre positionnée en haut à droite montre des modes mixés. (b) Photo de la fibre faiblement multimode à saut d'indice avec une longueur de 50 m pompée à 532 nm avec génération à puissance maximale 17.3 mW d'un continuum de 515 nm à 680 nm correspondant au spectre à la même puissance en (a).	46

2.6 Images des modes pour le couplage optimale. (a) Images pour une puissance de 3.4 mW. De gauche à droite, la figure montre d'abord un idler dans le mode LP32, puis la pompe à 532 nm qui sature l'image, puis un signal dans le mode LP42. (b) Images pour une puissance de 5.2 mW. De gauche à droite, la figure montre des idlers, dont un dans le mode LP51, ensuite la pompe à 532 nm qui sature l'image, ensuite des signaux dont un dans un mode LP42, et enfin on voit le Raman à 544 nm qui lui aussi sature l'image. La photo du dessous montre une image de la pompe sans être saturée grâce à l'utilisation d'atténuateur de puissance. Cette photo montre la pompe dans un mode mixé. (c) Images pour une puissance de 7.3 mW. De gauche à droite, la figure montre d'abord un idler de nouveau dans le mode LP32, puis la pompe à 532 nm qui sature l'image, puis un signal dans le mode LP42 et enfin le Raman à 544 nm qui sature aussi l'image. (d) Images pour une puissance de 10.3 mW. De gauche à droite, la figure montre des idlers, ensuite la pompe à 532 nm qui sature l'image, ensuite des signaux, et enfin on voit le Raman à 544 nm qui lui aussi sature l'image. La photo du dessous montre une image de la pompe sans être saturée grâce à l'utilisation d'atténuateur de puissance. Cette photo montre la pompe dans un mode mixé et le mode du signal moins saturé, on y reconnaît le mode LP42. 48

2.7 Comparaison entre les images des modes expérimentaux avec les modes LP01, LP11, LP21, LP02, LP31, LP12, LP41, LP22, LP03, LP51, LP32, LP13, LP42, LP61, LP23, LP71 en (a) et ceux attendus théoriquement du LP01 au LP71 en (b). 49

2.8 Imagerie modale de quatre cas (notés de (1) à (4)) de mélanges paramétriques intermodaux proches de la pompe, le spot saturant la caméra. En (1) on voit à gauche de la pompe l'idler I_1 dans le mode LP31 et à droite de la pompe le signal S_1 dans le mode LP41. En (2) on remarque une superposition d'idlers à gauche de la pompe et de signaux à sa droite. Malgré une identification difficile, on peut reconnaître à gauche un des idler I_3 dans le mode LP41 et à droite un des signaux S_3 dans le mode LP51. En (3) on voit à gauche de la pompe très clairement un idler I_5 dans le mode LP51 et à droite de la pompe on voit la superposition de plusieurs signaux dont un S_5 dans le mode LP61. En (4) on voit à gauche de la pompe un idler I_4 dans le mode LP32 et à droite, de nouveau une superposition de signaux dont un S_4 dans le mode LP42. 50

2.9 Spectre de la puissance en sortie de fibre (dB) en fonction de la longueur d'onde (nm) des mélanges paramétriques intermodaux, proches de la pompe avec les idlers notés I et les signaux notés S, sélectionnés pour la comparaison avec les calculs théoriques d'accords de phase. 51

2.10 (a) Indices effectifs des cinq modes supportés par la fibre à 1064 nm en fonction de la longueur d'onde avec les images des modes LP01, LP11, LP21, LP31 et LP02 en fausses couleurs.(b) Constante de propagation β en fonction de la longueur d'onde pour chaque mode. (c) Inverse de la vitesse de groupe β_1 en fonction de la longueur d'onde pour chaque mode. (d) Dispersion de la vitesse de groupe β_2 en fonction de la longueur d'onde pour chaque mode. 53

2.11 Montage expérimental pour une pompe à 1064 nm. 55

2.12	Spectre expérimental d'un supercontinuum généré dans la fibre faiblement multimode à saut d'indice pour une longueur de 50 m pompée à 1064 nm. La puissance moyenne en sortie de fibre est de 12.9 mW. Le spectre a été mesuré avec trois OSA différents (ligne verte en pointillée) de 560 nm à 2500 nm. L'image ajoutée montre la sortie de fibre dans le visible qui n'est pas dans un mode fondamentale.	55
2.13	(a) Spectres optiques expérimentaux en fonction de la puissance pour une domaine de longueurs d'onde de 500 nm à 1200 nm enregistrés par l'OSA Yokogawa (cf. section du montage expérimental 2.4.2). La puissance mesurée en sortie de fibre (de bas en haut) est de 0.36 mW, 0.73 mW, 1.4 mW, 3.3 mW, 5.8 mW, 12.9 mW, respectivement. Les processus liés au Raman sont noté R et AS et ceux liés aux mélanges paramétriques intermodaux sont notés I. (b) Spectres optiques expérimentaux en fonction de la puissance pour une domaine de longueurs d'onde de 600 nm à 2000 nm enregistrés par l'OSA Agilent (cf. section du montage expérimental 2.4.2). La puissance mesurée en sortie de fibre (de bas en haut) est de 0.36 mW, 0.73 mW, 1.4 mW, 3.3 mW, 5.8 mW, 12.9 mW, respectivement. Les processus liés au Raman sont noté R et AS et ceux liés aux mélanges paramétriques intermodaux sont notés I.	56
2.14	Spectres expérimentaux en fonction de la longueur d'onde. L'évolution de la réponse spectrale est suivie en fonction de la puissance en sortie de fibre (de bas en haut) 0.85 mW, 1.6 mW, 2.6 mW, 3.5 mW et 8.1 mW pour une longueur de fibre de 5 m.	58
2.15	Spectre expérimental en fonction de la longueur d'onde pour une puissance en sortie de fibre maximale atteinte à 8.1 mW avec les longueurs d'onde d'intérêts pointées et associées à leurs modes expérimentaux respectifs.	59
2.16	Spectres expérimentaux de la sortie de fibre faiblement multimode à saut d'indice de 5 m de longueur en fonction de l'évolution de la puissance mesurée en sortie de fibre (de bas en haut) 0.75 mW, 2.3 mW, 3.44 mW, 4.7 mW, 5.1 mW, 6.1 mW et 8.4 mW. L'injection est préférentiellement faite dans le mode fondamental.	60
2.17	Images modales obtenues sur la caméra après passage sur le réseau présentées en fausses couleurs. (a) Image expérimentale du mode LP21 pour la longueur d'onde à environ 1038 nm. (b) Image expérimentale du mode LP02 pour la longueur d'onde à environ 1090 nm.	61
2.18	Les conditions d'accords de phase calculées en fonction de la longueur d'onde de l'idler pour la pompe principale à 1064 nm. Les valeurs en noires sont les valeurs théoriques et les valeurs en rouges sont les valeurs expérimentales. . . .	63
2.19	Les courbes d'accords de phase calculées en fonction de la longueur d'onde de l'idler pour les deux pompes secondaires à 948 nm dans le mode LP11 en (a) et à 968 nm dans le mode LP01 en (b). Les valeurs en noires sont les valeurs théoriques et les valeurs en rouges sont les valeurs expérimentales.	64
2.20	Masque de lames de phase	67
2.21	Montage expérimental pour la caractérisation des lames de phase	68
2.22	Images modales générées par les lames de phase n°1 pour le mode LP11, n°2 pour le mode LP21, n°3 pour le mode LP31 et n°4 pour le mode LP02.	68
2.23	Montage expérimental pour la génération de mélanges paramétriques intermodaux dans la fibre à saut d'indice faiblement multimode.	69

2.24	(a) Spectres expérimentaux sans lame de phase. L'image en sortie de fibre à basse puissance ($P = 0.077$ mW) est montrée en fausse couleur au-dessus du premier spectre. Le second spectre est pris à puissance maximale ($P = 3.9$ mW) en sortie de fibre. (b) Spectres expérimentaux avec la lame de phase n°3 donnant le mode LP31. L'image en sortie de fibre à basse puissance ($P = 0.123$ mW) est montrée en fausse couleur au-dessus du premier spectre. Le second spectre est pris à puissance maximale ($P = 1.1$ mW) en sortie de fibre.	70
2.25	(a) Spectres expérimentaux avec la lame de phase n°1 donnant le mode LP11. L'image en sortie de fibre à basse puissance ($P = 0.044$ mW) est montrée en fausse couleur au-dessus du premier spectre. Le second spectre est pris à puissance maximale ($P = 2.8$ mW) en sortie de fibre. (b) Spectres expérimentaux avec la lame de phase n°2 donnant le mode LP21. L'image en sortie de fibre à basse puissance ($P = 0.024$ mW) est montrée en fausse couleur au-dessus du premier spectre. Le second spectre est pris à puissance maximale ($P = 2$ mW) en sortie de fibre.	70
3.1	Design de la structure de la fibre multimode à saut d'indice à cristaux photoniques avec le diamètre de coeur $a = 4.26$ μm , le diamètre des trous d'air $d = 3.5$ μm et le pitch $\Lambda = 3.88$ μm	75
3.2	(a) Inverse de la vitesse de groupe β_1 en fonction de la longueur d'onde de 350 nm à 400 nm pour les 8 premiers modes guidés de LP01 à LP22 (donnés en (c)), (b) Dispersion de la vitesse de groupe (GVD) β_2 en fonction de la longueur d'onde de 350 nm à 400 nm pour les 8 premiers modes guidés de LP01 à LP22 (donnés en (c)), (c) Images en fausses couleurs des 8 premiers modes guidés : LP01, LP11, LP21, LP02, LP31, LP12, LP41 et LP22.	75
3.3	a) Image MEB de la fibre à cristaux photoniques multimode à saut d'indice en verre spécial UV, fabriquée par Photonics Bretagne avec un diamètre de coeur de 4.144 μm , un diamètre de trou d'air de 3.432 μm , un pitch Λ de 3.87 μm et ratio air/silice de 0.887. b) Image en noir et blanc de l'image MEB en a) pour un meilleur contraste.	76
3.4	Mesures des pertes de la fibre données par Photonics Bretagne.	77
3.5	Spectres expérimentaux de 460 nm à 660 nm de la sortie de fibre PCF multimode en verre spécial UV en fonction de la puissance de sortie de fibre 0.4 mW, 2.3 mW, 3.3 mW et 7 mW (de bas en haut).	78
3.6	Photos de C. Lapre avec un appareil photo CANON des images modales formées en sortie de la fibre à cristaux photoniques multimode lors d'un pompage à 532 nm pour différentes conditions de couplages.	79
3.7	Montage expérimental avec une source laser à 355 nm.	79
3.8	Résultats expérimentaux de 350 nm à 370 nm de mélanges à quatre ondes intermodaux avec une injection utilisant la lentille de focale $f = 15.3$ mm, O.N. = 0.16, pour différentes longueurs de fibre et différentes puissances en sortie de fibre (a) $L = 1$ m, $P_{\text{out}} = 187$ μW , (b) $L = 4$ m, $P_{\text{out}} = 21$ μW , (c) $L = 1$ m, $P_{\text{out}} = 145$ μW , (d) $L = 4$ m, $P_{\text{out}} = 23.5$ μW	81
3.9	Spectres expérimentaux de 350 nm à 370 nm de mélanges à quatre ondes intermodaux avec (a) une puissance de sortie de 23 μW et (b) une puissance de sortie de 31 μW . Ces spectres ont une résolution de 0.5 nm et les images montrent les modes en fausses couleurs correspondant aux pics pointés ($f = 7.5$ mm, O.N. = 0.3, $L = 4$ m pour les deux).	82

- 3.10 Spectre expérimental de 350 nm à 380 nm de mélanges à quatre ondes intermodaux pour une puissance de sortie de 14 μ W avec les images modales en fausses couleurs de chaque bandes de mélanges paramétriques correspondantes. La résolution est de 0.1 nm ($f = 8$ mm, O.N. = 0.5, $L = 4$ m). 83
- 3.11 Spectre expérimental de 350 nm à 380 nm de mélanges à quatre ondes intermodaux pour une puissance de sortie de 34 μ W avec les images modales en fausses couleurs de chaque bandes de mélanges paramétriques correspondantes. La résolution est de 0.5 nm ($f = 11$ mm, O.N. = 0.3, $L = 4$ m). 83
- 3.12 (a) Spectre expérimental de 350 nm à 400 nm pour une puissance en sortie de fibre d'environ 0.07 mW. L'image modale de la sortie fibre en fausses couleurs montre un mode de gaine contenant quelques ponts composant la structure de la fibre. La cascade Raman générée jusqu'à l'ordre 3 s'étend de 355 nm à 372 nm. ($f = 7.5$ mm, O.N.=0.3, $L=4$ m). (b) Spectre expérimental de 350 nm à 400 nm pour une puissance en sortie de fibre d'environ 0.08 mW. L'image modale de la sortie fibre en fausses couleurs montre un mode de gaine contenant quelques ponts composant la structure de la fibre. La cascade Raman générée jusqu'à l'ordre 5 s'étend de 355 nm à 385 nm. ($f = 11$ mm, O.N.=0.3, $L=4$ m). 86
- 3.13 (a) Spectre expérimental de 350 nm à 450 nm pour une puissance en sortie de fibre de 0.3 mW. L'image modale de la sortie fibre en fausse couleur montre un mode de gaine contenant presque tous les ponts composant la structure de la fibre. La cascade Raman générée jusqu'à l'ordre 6 s'étend de 355 nm à 391 nm. (b) Spectre expérimental de 350 nm à 450 nm pour une puissance en sortie de fibre de 0.2 mW. L'image modale de la sortie fibre en fausse couleur montre un mode de gaine contenant peu de ponts composant la structure de la fibre. La cascade Raman générée jusqu'à l'ordre 6 s'étend aussi de 355 nm à 391 nm. ($f = 8$ mm, O.N.=0.5, $L=4$ m pour les deux). 87
- 3.14 (a) Spectre expérimental de 350 nm à 400 nm pour une puissance en sortie de fibre de 0.2 mW avec l'image modale de la sortie de fibre en fausse couleur sur laquelle on voit un mode de gaine et de l'intensité dans le cœur de la fibre. Avec la cascade Raman, générée jusqu'à l'ordre 5 de 355 nm à 385 nm, est aussi généré un mélange à quatre ondes avec son idler à 351.3 nm. (b) Evolution des spectres en fonction de la puissance de 0.1 mW à 0.2 mW (de bas en haut) sur une étendue spectrale de 350 nm à 400 nm. La cascade Raman est générée jusqu'à l'ordre 4 avec en même temps la génération de deux mélanges à quatre ondes dont un avec un idler à 351.3 nm et un signal à 358.1 nm et l'autre avec un signal à 370.5 nm. ($f = 15.3$ mm, O.N.=0.16, $L=4$ m pour les deux). . . . 88
- 3.15 Sélection de profils en intensité des modes de gaine en fausses couleurs simulés sous COMSOL correspondant à ceux observés expérimentalement (a) la partie réelle de l'indice effectif neff soit un indice (n_1) de 1.460332 avec des pertes de 1.0832 dB/m. (b) $n_2 = 1.460524$ avec des pertes de 1.3501 dB/m. (c) $n_3 = 1.460328$ avec des pertes de 1.0455 dB/m. (d) $n_4 = 1.460546$ avec des pertes de 0.1897 dB/m. (e) $n_5 = 1.460539$ avec des pertes de 0.2276 dB/m. Aucun mode de gaine comprenant une partie d'intensité dans le cœur n'a été obtenu à travers les simulations sous COMSOL. 89

3.16	Imagerie en fausses couleurs des trois premiers ordres Raman (a) Le mode de gaine se propageant à la longueur d'onde de pompe à 355 nm, avec à sa gauche le premier ordre Raman à 360.8 nm. La netteté est faite pour le mode de gaine. (b) Premier ordre Raman à 360.8 nm avec le second ordre Raman à 366.3 nm. La netteté est faite sur le premier ordre Raman. (c) Second ordre Raman à 366.3 nm avec le troisième ordre Raman à 371.9 nm. La netteté est faite sur le second ordre Raman.	90
3.17	(a) Modèle géométrique de la structure d'un pont avec un diamètre de trous d'air de 3.5 μm avec le mode fondamental positionné au niveau du pont avec un diamètre approximatif de 2 μm . (b) Paramètre de dispersion de vitesse de groupe β_2 pour le mode LP01 pour un domaine de longueur d'onde de 200 nm à 500 nm.	91
3.18	(a) Spectre de 350 nm à 400 nm de simulation numérique pour une puissance crête de 140 W et un coefficient de perte de 1 dB/m. Le spectre montre un continuum dépassant les 400 nm avec les cinq premières bosses de la cascade Raman. (b) Spectre de 350 nm à 400 nm de simulation numérique pour une puissance crête de 130 W et un coefficient de perte de 1 dB/m. Le spectre montre un continuum atteignant les 400 nm avec les quatre premières bosses de la cascade Raman.	92
3.19	Spectre de 350 nm à 400 nm de simulation numérique pour une puissance crête de 100 W et un coefficient de perte de 1 dB. Le spectre montre une cascade Raman avec un fond continu. La cascade Raman semble posséder 6 ordres et s'arrêter avant les 400 nm. L'évolution de la génération de ce spectre numérique en fonction de la longueur de la fibre de 0 m à 4 m est montrée en dessous.	93
3.20	Spectre de 350 nm à 400 nm de simulations numériques pour une puissance crête de 100 W, un coefficient de perte de 1 dB avec une propagation sur 5 m de fibre. Le spectre montre une cascade Raman avec un fond continu. La cascade Raman semble posséder 6 ordres et s'arrêter avant les 400 nm. L'évolution de la génération de ce spectre numérique en fonction de la longueur de la fibre de 0 à 5 m est montrée en dessous.	94
3.21	(a) Spectre de 350 nm à 400 nm de simulation numérique pour une puissance crête de 90 W et un coefficient de perte de 1 dB/m. Le spectre montre une cascade Raman de seulement 4 ordres. (b) Spectre de 350 nm à 400 nm de simulation numérique pour une puissance crête de 210 W et un coefficient de perte de 3 dB/m. Le spectre montre un continuum atteignant les 400 nm avec les quatre premières bosses de la cascade Raman.	95
A.1	Les conditions d'accord de phase calculées en fonction de la longueur d'onde de l'idler pour la pompe principale à 1064 nm pour un pourcentage de 3.275 % de germanium (Ge). Les valeurs en noires sont les valeurs théoriques et les valeurs en rouges sont les valeurs expérimentales.	125
A.2	Les courbes d'accord de phase calculées en fonction de la longueur d'onde de l'idler pour un pourcentage de 3.275 % de germanium pour les deux pompes secondaire à 948 nm dans le mode LP11 en (a) et à 968 nm dans le mode LP01 en (b). Les valeurs en noires sont les valeurs théoriques et les valeurs en rouges sont les valeurs expérimentales.	126
A.3	Image MEB d'une fibre infiniment monomode avec un diamètre de coeur de 10.3 μm , diamètre de trou d'air de 2.753 μm , un pitch Λ de 6.38 μm et $d/\Lambda = 0.43$, fabriquée par Photonics Bretagne.	127

Liste des tables

1.1	Résumé des conditions de coupure pour les deux types de modes hybrides. Tableau inspiré de [20].	17
1.2	Décomposition des modes LP_{ln} à partir des modes transverses et hybrides. Tableau inspiré de [20].	17
1.3	Résumé des conditions des différentes dynamiques pour la génération de supercontinuum dans une fibre optique monomode.	35
1.4	Résumé des conditions des différentes dynamiques pour la génération de supercontinuum dans les fibres multimodes. Les Symboles permettent, dans le texte, de renvoyer aux différents régimes. († cf. [94], ** cf. [57]).	36
2.1	Comparaison des valeurs simulées et mesurées des longueurs d'ondes idler et signal pour un pourcentage à 3.75 % de Ge.	51
2.2	Comparaison des valeurs simulées et mesurées des longueurs d'ondes idler et signal pour un pourcentage à 3.275 % de Ge.	51
2.3	Tableau de comparaison entre les valeurs théoriques obtenues pour un pourcentage de dopage Ge de 3.75 % et expérimentales des accords de phase donnant les valeurs des longueurs d'onde des idlers et signaux pour les différentes pompes considérées. (* données expérimentales; ** courbes d'accord de phase pour la pompe à 1064 nm pour un pourcentage de 3.275 % de Ge en figure A.1.) . . .	66
3.1	Comparaison entre les calculs théoriques et les valeurs expérimentales des longueurs d'ondes des idlers et signaux pour les mélanges paramétriques intermodaux vus expérimentalement. Les longueurs d'onde montrées en noir correspondent aux résultats en figure 3.8 (a) ou (b) ou (c) ou (d). Les longueurs d'onde montrées en bleues correspondent aux résultats en figure 3.10; Les longueurs d'onde en vertes correspondent aux résultats en figure 3.14 (b); Les longueurs d'onde en rouges correspondent aux résultats en figure 3.11; Les longueurs d'onde en magenta correspondent aux résultats en figure 3.9 (a) or (b). Les longueurs d'ondes des idlers marquées avec (*) ont été calculées à partir des longueurs d'onde expérimentales des signaux correspondant.	84

I

Annexes

Premier chapitre des annexes

A.1/ Pour le Chapitre 2 section 2.4.4.2

Cette première partie de l'annexe A est faite en rapport au Chapitre 2 section 2.4.4.2. Les calculs d'accord de phase sont présentés pour un dopage en germanium de 3.275 % dans le cœur de la fibre à saut d'indice faiblement multimode. Ces calculs sont donnés d'abord pour une pompe à 1064 nm en figure A.1 et dans un second temps pour des pompes secondaires à 948 nm dans le mode LP11 en figure A.2 (a) et à 968 nm dans le mode LP01 en figure A.2 (b).

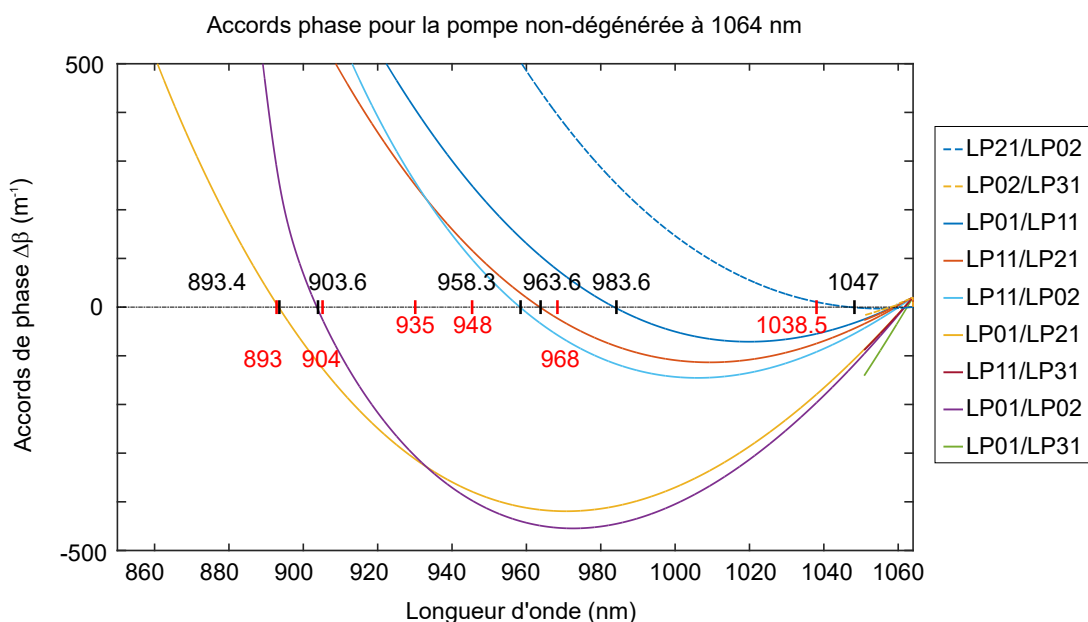


Figure A.1 – Les conditions d'accord de phase calculées en fonction de la longueur d'onde de l'idler pour la pompe principale à 1064 nm pour un pourcentage de 3.275 % de germanium (Ge). Les valeurs en noires sont les valeurs théoriques et les valeurs en rouges sont les valeurs expérimentales.

Le dopage de 3.275 % a été pris par rapport à la discussion déroulée dans la première partie du Chapitre 2 lors d'un pompage avec une source à 532 nm. La comparaison entre les valeurs théoriques de l'idler en noir en comparaison avec les valeurs expérimentales de l'idler en rouge montrent un écart important par rapport à la comparaison faite en section 2.4.4.2 pour un dopage en germanium de 3.75 % dans le cœur de la fibre à saut d'indice faiblement multimode.

On montre à travers ces figures que le choix de ce dopage au 0.5 % près se confirme déterminant pour les calculs d'accord de phase pour des mélanges intermodaux à quatre ondes générés loin de la pompe à 1064 nm.

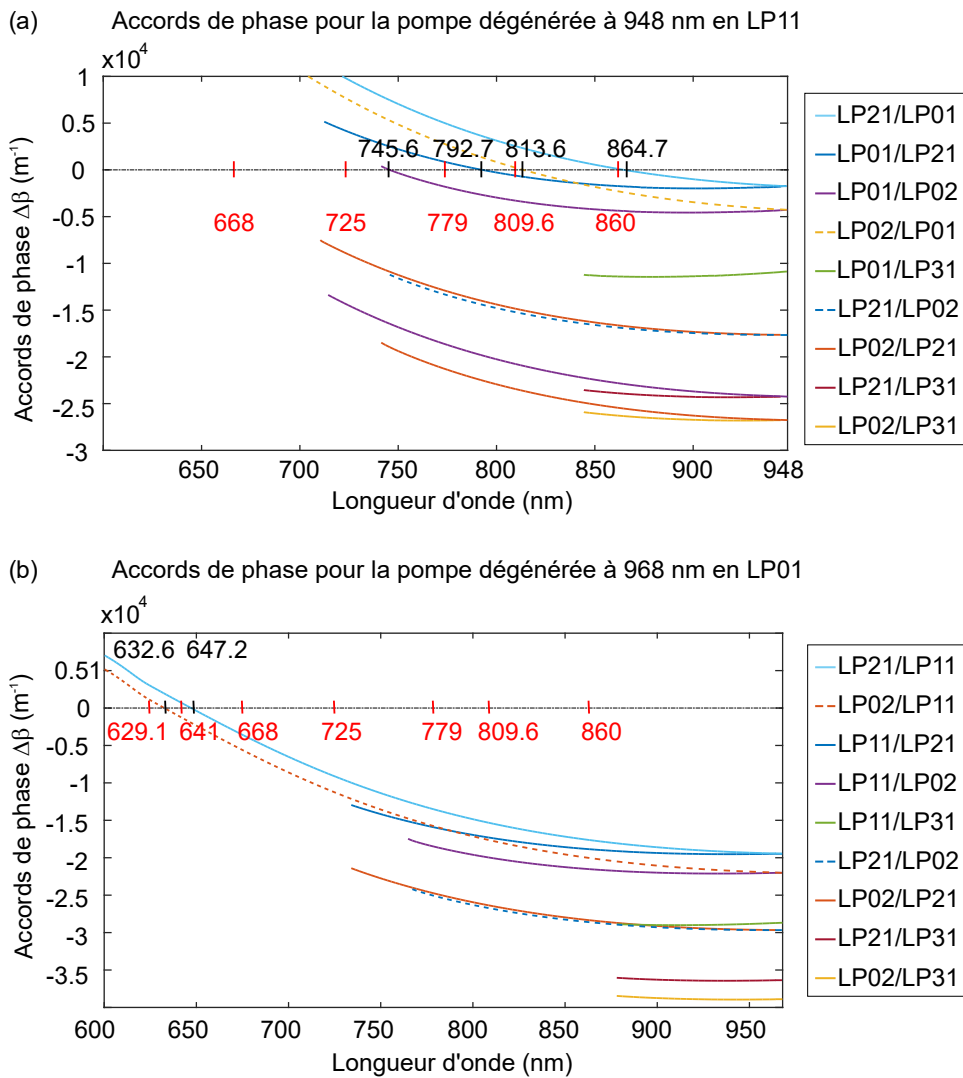


Figure A.2 – Les courbes d'accord de phase calculées en fonction de la longueur d'onde de l'idler pour un pourcentage de 3.275 % de germanium pour les deux pompes secondaire à 948 nm dans le mode LP11 en (a) et à 968 nm dans le mode LP01 en (b). Les valeurs en noires sont les valeurs théoriques et les valeurs en rouges sont les valeurs expérimentales.

A.2/ Pour le Chapitre 3 section 3.2

Cette deuxième partie de l'annexe A est faite juste à titre d'exemple d'une image d'un microscope à balayage électronique (MEB) de la face d'entrée d'une fibre infiniment monomode fabriquée dans un verre spécial UV par Photonics Bretagne. Cette image MEB en figure A.3 montre la structure du cristal photonique utilisée avec un diamètre de coeur de $10.3 \mu\text{m}$, diamètre de trou d'air de $2.753 \mu\text{m}$, un pitch Λ de $6.38 \mu\text{m}$ et $d/\Lambda = 0.43$.

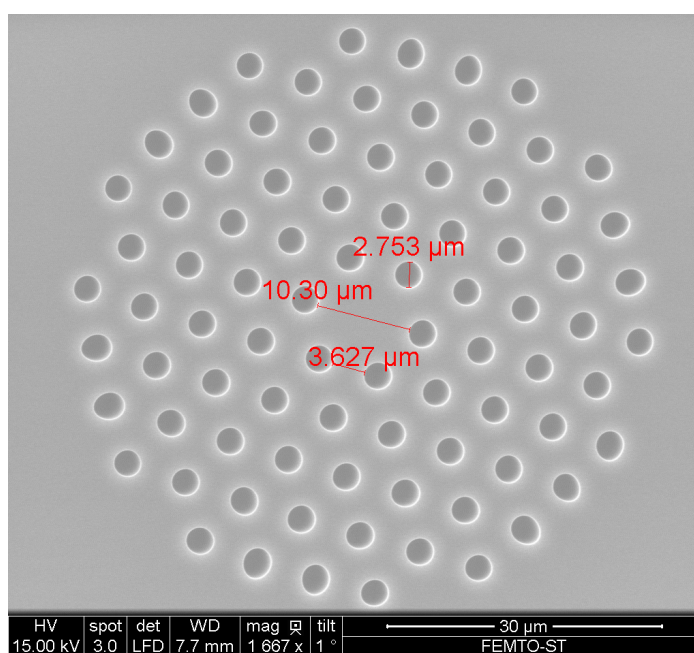


Figure A.3 – Image MEB d'une fibre infiniment monomode avec un diamètre de coeur de 10.3 μm, diamètre de trou d'air de 2.753 μm, un pitch Λ de 6.38 μm et $d/\Lambda = 0.43$, fabriquée par Photonics Bretagne.

B

Deuxième chapitre des annexes : Articles

Supercontinuum generation by intermodal four-wave mixing in a step-index few-mode fibre

S. Perret, G. Fanjoux, L. Bigot, J. Fatome, G. Millot, J. M. Dudley, and T. Sylvestre

Citation: *APL Photonics* **4**, 022905 (2019); doi: 10.1063/1.5045645

View online: <https://doi.org/10.1063/1.5045645>

View Table of Contents: <http://aip.scitation.org/toc/app/4/2>

Published by the [American Institute of Physics](#)

AIP | Conference Proceedings

Get **30% off** all
print proceedings!

Enter Promotion Code **PDF30** at checkout



Supercontinuum generation by intermodal four-wave mixing in a step-index few-mode fibre

Cite as: APL Photon. 4, 022905 (2019); doi: 10.1063/1.5045645

Submitted: 22 June 2018 • Accepted: 20 August 2018 •

Published Online: 20 December 2018



S. Perret,^{1,a)} G. Fanjoux,¹ L. Bigot,² J. Fatome,³ C. Millot,³ J. M. Dudley,¹ and T. Sylvestre^{1,b)} 

AFFILIATIONS

¹Institut FEMTO-ST, Département d'Optique, CNRS, UMR 6174, Université Bourgogne Franche-Comté, Besançon, France

²Université de Lille, CNRS, UMR 8523, PhLAM—Physique des Lasers Atomes et Molécules, Lille, France

³Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, CNRS, UMR 6303, Université Bourgogne Franche-Comté, Dijon, France

^{a)}solveig.perret@femto-st.fr

^{b)}thibaut.sylvestre@univ-fcomte.fr

ABSTRACT

We demonstrate broadband supercontinuum generation from 560 nm up to 2350 nm by coupling a simple Q-switched picosecond laser at 1064 nm into a normally dispersive step-index few-mode optical fiber designed to support five modes. It is further shown that multiple cascaded intermodal four-wave mixing and Raman processes occur in the fiber leading to the generation of new frequency components with far detuning up to 165 THz. The multimode properties of this fiber yield a number of intermodal nonlinear coupling terms, and we compare the generated parametric sideband wavelengths from the experiment with calculations from phase-matching conditions for intermodal four-wave mixing.

© 2018 Author(s). All article content, except where otherwise noted, is licensed under a Creative Commons Attribution (CC BY) license (<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>). <https://doi.org/10.1063/1.5045645>

INTRODUCTION

The study of complex spatiotemporal dynamics of nonlinear light propagation in multimode optical fibers (MMFs) has recently witnessed renewed interest with the experimental demonstration of high-impact new phenomena in emerging key areas of laser physics and fiber optics.^{1,2} Specifically, MMFs have been shown to possess specific modal properties that mediate a number of spatiotemporal nonlinear effects that are fundamentally different from those seen in standard single-mode fibers. These include the observation of multimode solitons,³ cascaded intermodal four-wave mixing (FWM) and modulation instability,^{4–6} geometric parametric instabilities,⁷ spatial beam self-cleaning,⁸ spin-orbit interaction,⁹ multimode fiber lasers,^{10,11} and supercontinuum (SC) generation.^{12–16} The use of silica-based MMFs is advantageous to generate white-light multi-octave spanning SC spectra with large throughput in terms of power.¹²

To date, most recent observations have been performed using graded-index MMFs featuring weak intermodal dispersion although intermodal nonlinear mixing has also been

reported in step-index fibers with Bessel beams.¹⁷ In this work, we extend the study of novel nonlinear intermodal effects to step-index few-mode fibers (FMFs) to show that they can be conveniently applied to far-detuned cascaded intermodal FWM and SC generation. The main novelty of our system is to show that step-index FMFs can be combined with a simple Q-switched picosecond laser to give a multi-octave spanning supercontinuum output, as in graded-index fibers. More specifically, we experimentally demonstrate SC generation spanning from 560 to 2350 nm by coupling a passively Q-switched microchip laser at 1064 nm into a 50-m long and 15 μm -core step-index germanium-doped silica fiber. Further experimental investigations in a shorter fiber segment show that cascaded stimulated Raman scattering and intermodal FWM effects with large frequency detuning are involved to generate the infrared and visible parts of this supercontinuum, respectively. The many FWM sidebands generated in the visible are carefully analyzed and compared with theoretical phase-matching predictions from numerical simulations of the propagation constants of each spatial mode. The results demonstrated in this work may add a convenient and novel approach enabling efficient

SC generation and far-detuned parametric conversion in few-mode step-index fibers pumped far from the zero-dispersion wavelength.

THEORY

We first briefly review the theory of intermodal FWM and the main phase-matching equations relevant to this study. We consider degenerate four-wave mixing with two pump photons generating symmetrically detuned signal and idler photons.¹⁸⁻²⁰ Energy conservation yields

$$\frac{2}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i}; \quad 2\omega_p = \omega_s + \omega_i, \quad (1)$$

with λ_p , λ_s , and λ_i being the pump, signal, and idler wavelengths, respectively. ω_p , ω_s , and ω_i are their corresponding angular frequencies, and $\Omega = \omega_s - \omega_p = \omega_p - \omega_i$ is the frequency detuning between the pump and signal (idler) waves. For multimode fibers, there are two main phase-matching conditions depending on the intermodal coupling. The first involves two pump photons in two distinct linearly polarized (LP) modes, k and j .⁷ This yields

$$\Delta\beta = \beta_0^{j(i)} + \beta_0^{k(s)} - \beta_0^{j(p)} - \beta_0^{k(p)} = 0, \quad (2)$$

where, for instance, $\beta_0^{j(p)}$ is the propagation constant of the pump wave in the j mode. The second case involves two pump photons in the same LP mode with the simpler phase-matching condition,

$$\Delta\beta = \beta_0^{j(i)} + \beta_0^{k(s)} - 2\beta_0^{j(p)} = 0. \quad (3)$$

Phase-matching in multimode fibers is achieved when the linear phase mismatch due to intermodal dispersion is compensated for by the group-velocity dispersion (GVD) and the

nonlinear phase shift. The latter is generally weak compared to the two other terms, and it will be neglected thereafter in the phase-matching calculations. The signal and idler wavelengths are then derived by solving the phase-matching Eqs. (2) and (3). As we are dealing with a step-index few mode fiber, there is no direct and accurate analytical approximation of the effective indices of the LP modes, unlike for graded-index fibers.²⁰ The propagation constants, effective indices, and GVD coefficients are obtained with finite element method (FEM)-based numerical calculations (using COMSOL software). The fiber under test was specially designed and fabricated in the FiberTech Lille platform as a bimodal fiber at 1550 nm for space-division multiplexing applications.^{21,22} Specifically, it has a core diameter $D = 15.5 \mu\text{m}$ and a core-cladding index difference $\Delta n = 0.007$. Figure 1(a) shows both the measured index profile (solid black line) of the fiber and the step-index model (green dashed line) used in the modal calculations. Although different, the theoretical index profile in Fig. 1(a) was set to get the exact measured values of GVD coefficients β_2 at 1550 nm for both the LP₀₁ and LP₁₁ modes. The simulation results for this step-index profile are plotted in Figs. 1(b)-1(d) that, respectively, show the effective indices of five spatial LP modes (b), their propagation constant β (c), as well as their GVD coefficient β_2 (d).

The electric field amplitude profiles of the fundamental and higher-order LP modes are plotted in false color in the inset of Fig. 1(b). At the pump wavelength of 1064 nm, the fiber supports five modes, as shown in Fig. 1(b), and is characterized by a normal chromatic dispersion regime of propagation [Fig. 1(d)]. Note that the curves in Figs. 1(b)-1(d) are limited by the cut-off wavelengths of higher-order modes LP₂₁, LP₀₂, and LP₃₁, respectively. In the next section, we use these results to determine the different phase-matching conditions and compare with the experiment.

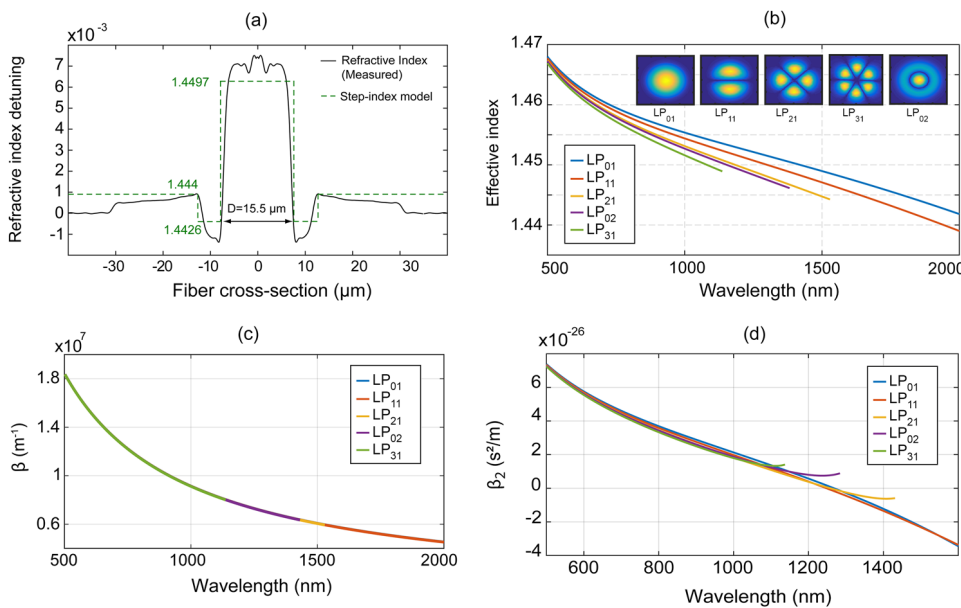


FIG. 1. (a) Refractive index profile of the step-index optical fiber used for super-continuum generation by intermodal FWM. (b) Mode calculation results: Effective index as a function of the optical wavelength for five main spatial LP modes. The insets show the electric field amplitudes of the spatial LP modes. (c) Propagation constant and (d) group-velocity dispersion coefficient of the five modes as a function of optical wavelength.

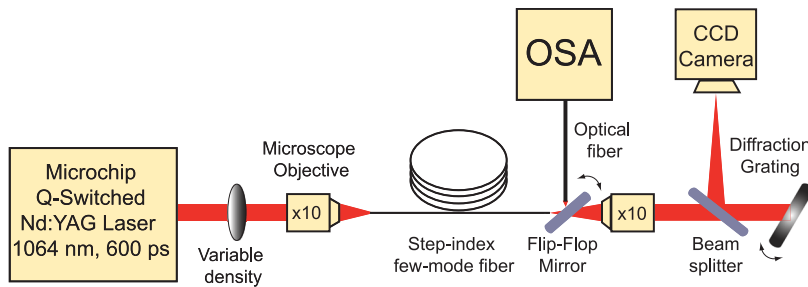


FIG. 2. Experimental setup for supercontinuum generation and intermodal FWM in a few-mode step-index fiber.

EXPERIMENT

Figure 2 shows the experimental setup used to investigate SC generation and intermodal FWM. As a pump source, we used a passively Q-switched Nd:YAG microchip laser (Teem-photonics Powerchip™ series) at 1064 nm and with a repetition rate of 1 kHz and a pulse duration of 600 ps (FWHM). The maximum pulse peak and average power is 80 kW and 50 mW, respectively. The laser beam was injected into the fiber using a focusing lens ($\times 10$) with a 10.6 mm working distance controlled by using a 3-axis translation stage. The input pump power was controlled by using a variable attenuator. The output light was recorded using several optical spectral analyzers (OSAs), and the modal intensity distribution of all the FWM sidebands was imaged using a CCD camera and a diffraction grating (600 lines/mm). Three different OSAs were used to cover all the wavelength range from the visible to the mid-infrared: a Yokogawa AQ6373 with a wavelength range from 350 to 1200 nm, an Agilent 86142B with a range from 600 to 1700 nm, and finally an Ocean Optics NIRQUEST (NQ512-2-5) with a range from 900 up to 2500 nm. This technique also makes it possible to avoid spurious 2nd order diffraction from OSAs.

Figure 3 shows the output supercontinuum spectrum generated at a maximum coupling efficiency (26%, $P_{\text{out}} = 13$ mW) when pumping into both single and first higher-order mode of the fiber. The inset shows the far-field optical mode in the visible region. Note that for this fiber, the zero-dispersion wavelength is around 1300 nm [Fig. 1(d)], and

so the pump wavelength is in the normal dispersion regime of the fiber. SC generation in this case arises from cascaded stimulated Raman scattering (SRS) for the broadening in the infrared and far-detuned intermodal FWM for extension toward the visible. The Raman cascade is spreading rapidly and greatly toward a broad continuum when passing through the zero-dispersion wavelength of the fiber [around 1300 nm, see Fig. 1(d)]. The SC light spans from 560 nm up to 2350 nm and features several peaks in the visible, which will be discussed later. The SC spectrum and output power are relatively stable; however, they are extremely sensitive to the spatial injection conditions due to the multimode nature of the fiber.

To obtain further insight into the underlying physical mechanisms, additional experiments were performed with a shorter fiber section of 5 m. For this first case, Fig. 4(a) shows the measured output spectra over the range 560–1200 nm as a function of pump power with the corresponding output far-field images of the generated parametric sidebands. As well as the pump at 1064 nm and a residue from the internal microchip CW pump at 800 nm, we see the generation of a first-order Raman Stokes line at 1110 nm (-13 THz frequency shift from the pump) and two narrow parametric sidebands at 968 nm and 1174 nm, respectively. Those sidebands are generated in the LP_{01} and LP_{11} modes by intermodal FWM involving two pump photons at 1064 nm in a mixed LP_{01}/LP_{11} mode (see the image in the inset). Interestingly, those two parametric sidebands are strongly enhanced by the cascaded Raman gain as they exactly match with both the second-order

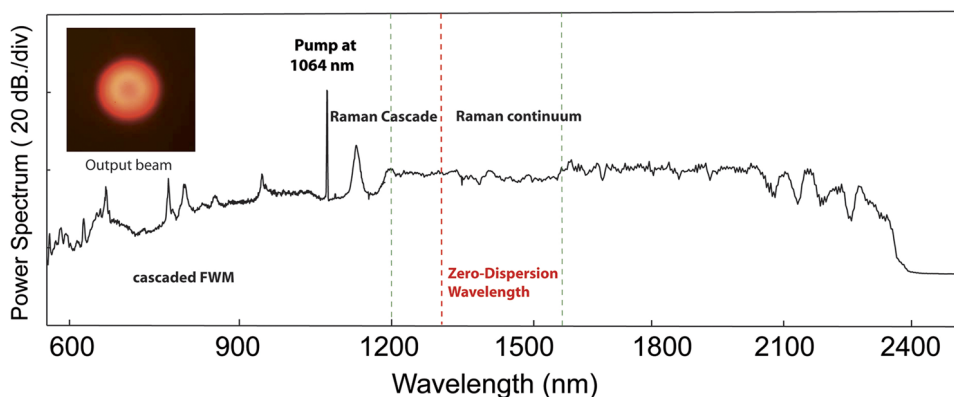


FIG. 3. Supercontinuum light spectrum experimentally generated out of 50-m long few-mode step-index fiber with a pump at 1064 nm. The average output power is 13 mW. The whole spectrum was measured by means of 3 complementary optical spectrometers to cover the whole wavelength range (the dashed lines indicate the 3 measurement ranges). The inset shows the fiber output beam in the visible.

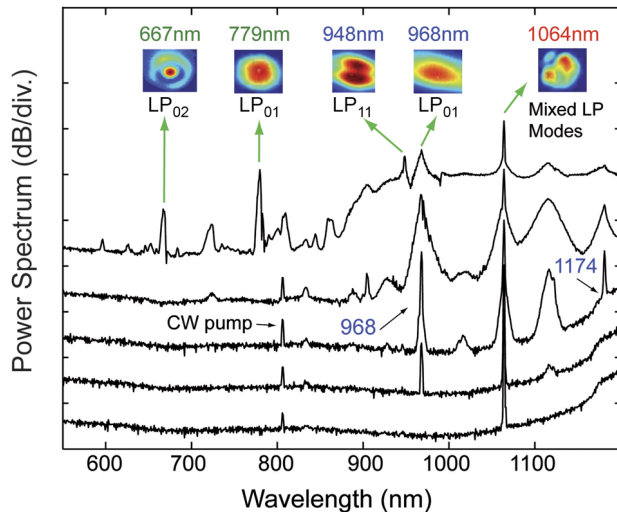


FIG. 4. Experimental output spectra for different output pump power of (from bottom to top) 0.85 mW, 1.6 mW, 2.6 mW, 3.5 mW, and 8.1 mW at a fiber length of 5 m and (b) fiber output spectrum for the maximum mean power on which the FWM-wavelength and their associated LP modes are imaged with a CCD camera after passing through a diffraction grating.

Stokes and anti-Stokes Raman frequency shifts (≈ 26 THz). The parametric narrow band at 968 nm is particularly strong as it falls far from the anti-Stokes Raman absorption band. Clearly, this is the signature of a second-order Raman-assisted FWM process.²³ At higher power, both the Raman and parametric bands significantly broaden and new FWM sidebands appear in the optical spectrum. Intermodal FWM involving the pump at 1064 nm generates a new signal at 948 nm in the LP₁₁ mode and an idler at 1210 nm (not visible in Fig. 4 because of the OSA upper limit). Together with the signal at 948 nm also appear two other far-detuned parametric sidebands at 779 nm (LP₀₁) and at 667 nm (LP₀₂) by cascaded intermodal FWM. This corresponds to a frequency detuning of more than 165 THz from the initial pump frequency, almost as much as observed in graded-index multimode fibers.³

We have also changed the injection conditions to preferentially excite the fundamental mode only at 1064 nm. This was achieved by replacing the microscope objective by a lens with a 25.4 mm focal length to get a beam waist of about 15 μ m as

large as the fiber core diameter. In such injection conditions, we recorded several output spectra from 450 nm to 1700 nm as a function of the mean pump power from 0.75 mW up to 8.4 mW. Figure 5 shows the output spectra. We still see the generation of the first-order Raman Stokes line at 1110 nm as well as the parametric sidebands at 968 nm and 1174 nm. Furthermore, two new parametric sidebands localized at 1038 nm and 1090.8 nm that were absent in Fig. 4 can now be clearly observed near the pump wavelength. As we will see thereafter, they originate from an intermodal FWM involving the LP₂₁ and LP₀₂ modes. The parametric signal at 968 nm is strongly enhanced by Raman-assisted FWM as seen previously for the first pumping condition. However, non-parametric sideband at 948 nm is generated in these injection conditions. Increasing further the pump power up to 4.7 mW gives rise to two narrow parametric sidebands in the visible at 629.1 nm and 641 nm, respectively. They are in fact generated by an intermodal FWM involving the 968 nm sideband as a secondary pump wave. At higher power, Fig. 5 shows that those parametric sidebands at 629.1 nm and 641 nm are strong enough to generate a Raman cascade beyond 700 nm. Note that due to the strong spectral broadening in the visible region, the output mode images were not taken.

To confirm these experimental data, we have computed the phase-matching conditions using Eqs. (2) and (3) from the effective indices and the propagation constants shown in Fig. 1. This allowed us to clearly identify the main intermodal FWM processes occurring during the propagation in the optical fiber. The results are shown in Fig. 6 for three cases: (a) a pump wave at 1064 nm in a mixed mode configuration, a secondary pump at 948 nm in the LP₁₁ mode, and (c) a secondary pump at 968 nm in the LP₀₁ mode. All phase-matching curves in Fig. 6 correspond to different intermodal couplings listed in the right captions. In addition, the resulting predictions of phase-matched signal wavelength are indicated with black dashes, while the experimental data are reported in red for the sake of comparison. Note that some of the phase-matching curves are also limited due to the cutoff of higher-order modes. As can be seen in Fig. 6(a), for the main pump at 1064 nm, there is a pretty good agreement between the experiment data and the theory in black for the three main parametric sidebands at 948 nm in the LP₁₁ mode, 968 nm in the LP₀₁ mode, and 1038.5 nm in the LP₂₁ mode. The small discrepancies could be attributed to the errors in modeling the exact step-index profile of the fiber and, in particular, the

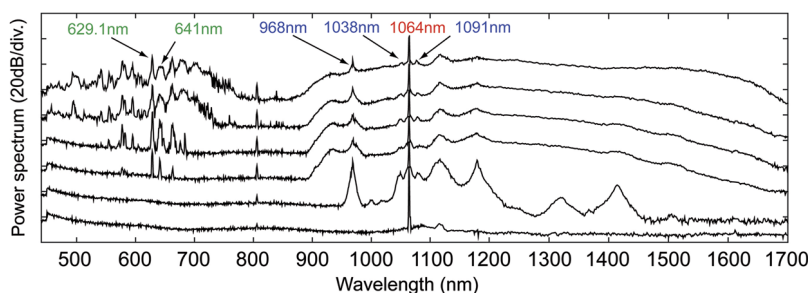


FIG. 5. Experimental spectra recorded at the output of a 5-m long segment of a few-mode fiber as a function of increasing pump power (from bottom to top) 0.75 mW, 2.3 mW, 4.7 mW, 5.1 mW, 6.1 mW, and 8.4 mW. The coupling conditions correspond to the fundamental mode for which the signal at 948 nm wavelength is absent.

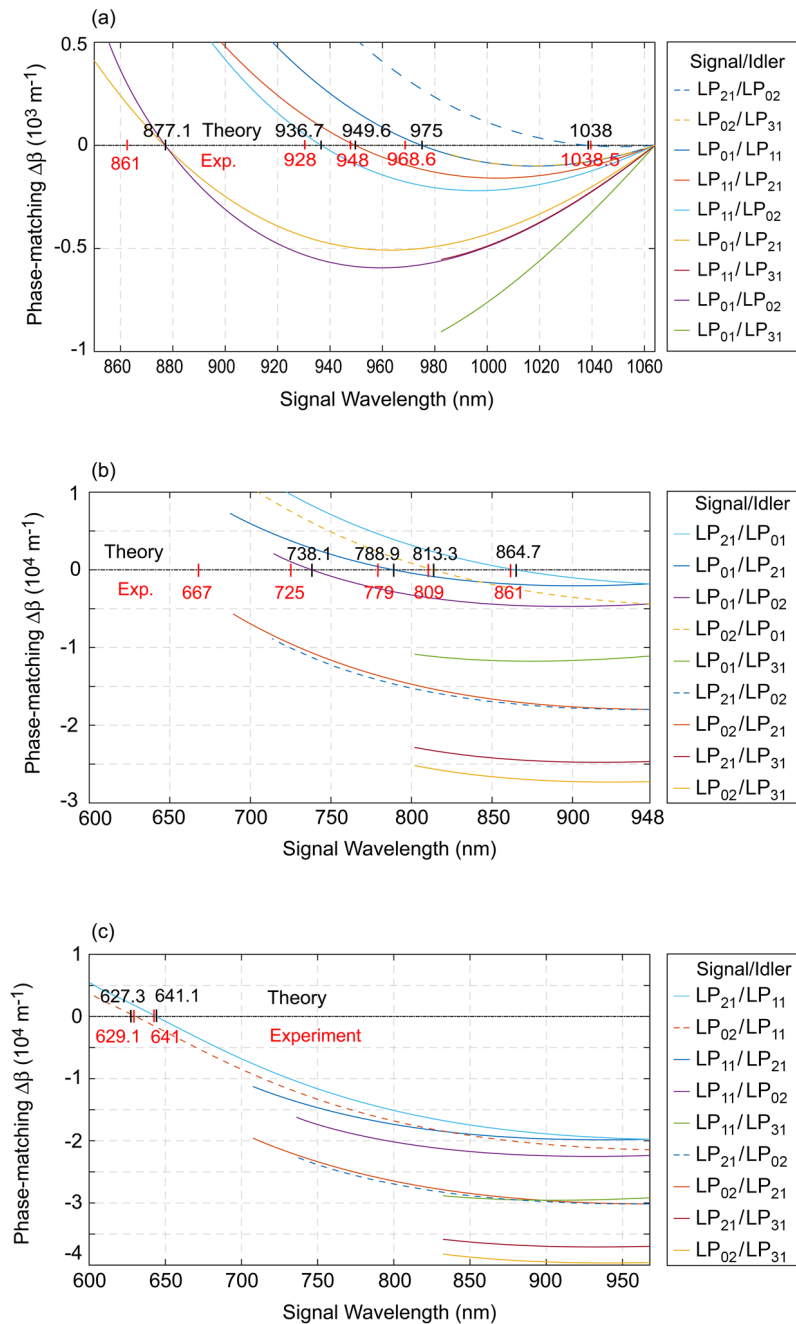


FIG. 6. Calculated intermodal phase-matching conditions as a function of signal wavelength for three different pump wavelengths and modal interactions shown in right insets. (a) Main pump at 1064 nm, (b) secondary pump at 948 nm, and (c) secondary pump at 968 nm. Black dashes depict the calculated signal wavelengths, while red dashes display the experimental data.

higher-order dispersion terms that play a significant role in the phase-matching conditions for large frequency detuning, as recently shown in Ref. 5. In Fig. 6(b), we have displayed the phase-matching curves for a secondary pump at 948 nm in the LP₁₁ mode, which appears only in the first experimental spectra shown in Fig. 4.

Once again there is a good match between the experiment in red and theory in black as the parametric sidebands

at 725 nm and 779 nm fall rather close to the theoretical values. If we now have a look at the phase-matching curves in Fig. 6(c) for a secondary pump at 968 nm in the LP₀₁ mode, we also found a good agreement for visible FWM sidebands at 629.1 nm and 641 nm. Since the parametric sideband at 968 nm is generated preferentially in the fundamental LP₀₁ mode, it becomes strong enough to act as a secondary pump, giving rise to the visible sidebands at 629.1 nm and 641 nm by

TABLE I. Comparison between the theory and experiment of the phase-matched signal and idler wavelengths for three pump configurations.

Phase-matching calculations	Theory		Experiment	
Pump configuration	Pump wavelength at 1064 nm			
Spatial modes [LP _{xx}]	Signal wavelength (nm)	Idler wavelength (nm)	Signal wavelength (nm)	Idler wavelength (nm)
LP ₀₁ /LP ₁₁	975	1170	968	1174
LP ₁₁ /LP ₂₁	950	1208	948	1210
LP ₂₁ /LP ₀₂	1038	1091.3	1038.5	1090.8
LP ₁₁ /LP ₀₂	936.7	1231	928	1246
Pump configurations	Pump wavelength at 948 nm in LP ₁₁			
LP ₀₂ /LP ₂₁			667	1638 ^a
LP ₀₁ /LP ₂₁	789	1187	779	1210
LP ₀₁ /LP ₀₂	738	1324	725	1369 ^a
Pump configuration	Pump wavelength at 968 nm in LP ₀₁			
LP ₂₁ /LP ₁₁	641.1	1975.1	641	1976 ^a
LP ₀₂ /LP ₁₁	627.3	2118.7	629.1	2098.4 ^a

^aThose idler wavelengths have been calculated from the experimental signal wavelengths.

intermodal FWM.^{3,7} In a similar way, the parametric sideband pump at 948 nm in the LP₁₁ mode plays the role of a secondary pump that generates the FWM sideband at 667 nm in the LP₀₂ mode, as shown experimentally in Fig. 4 and theoretically in Fig. 6(b). To confirm the role of this secondary pump, we must take into account the idler wavelength and its modal distribution. In this case, the idler wave for a signal at 667 nm in LP₀₂ is expected at 1638 nm in the LP₂₁ mode. Since the fiber was designed to be bimodal (LP₀₁ and LP₁₁) at 1550 nm, however, the LP₂₁ mode is not guided at 1658 nm and this idler sideband cannot be observed experimentally. Table I summarizes the phase-matching calculations and comparison with all experimental data. As can be seen, the agreement for all FWM products is satisfactory, confirming the main intermodal FWM processes that occur in the step-index fiber. The idler wavelengths for far detuning beyond 1300 nm have been calculated from the experimental signal wavelengths. It is important to stress that they are absent from the experimental SC spectra of Figs. 3 and 6 since they are part of the continuum. It follows, therefore, that the corresponding FWM signals probably arise from stimulated FWM processes involving the pump and the infrared continuum.

CONCLUSION

To conclude, we have reported in this work on the experimental generation of supercontinuum spanning two octaves from 560 to 2350 nm in a step-index few-mode fiber pumped with a Q-switched microchip laser at 1064 nm. We have clearly identified the spectral broadening arising from both cascaded Raman scattering and intermodal nonlinear four-wave mixing processes. These results highlight the fact that wideband fiber-based SC generation can be achieved in the normal dispersion regime without involving solitons and dispersive wave generation. Moreover, a good agreement has been obtained between our theoretical predictions based on phase-matching

conditions of intermodal FWM and experimental observations of generated FWM sidebands. We anticipate that the results demonstrated in this work may provide a convenient and novel approach enabling efficient SC generation far from the zero-dispersion wavelength of optical fibers and may stimulate new possibilities for technological applications of multimode and few-mode fibers. A new orientation of this field with different materials and waveguides such as a silicon nitride (SiN) chip has received recent attention.²⁴

ACKNOWLEDGMENTS

This project has received funding from the European Union H2020 program MSCA-ITN-SUPUVIR under grant agreement 722380, the EIPHI Graduate School (ANR-17-EURE-0002), the I-SITE BFC Program (ANR-15-IDEX-0003), and the Conseil Régional de Bourgogne Franche-Comté. The authors thank V. Pecheur, A. N. Ghosh, C. Lechevalier, L. Gauthier-Manuel, A. Mosset, and C. Billet for technical support.

REFERENCES

- L. G. Wright, D. N. Christodoulides, and F. W. Wise, "Controllable spatiotemporal nonlinear effects in multimode fibres," *Nat. Photonics* **9**, 306 (2015).
- L. G. Wright *et al.*, "Multimode nonlinear fiber optics: Massively parallel numerical solver, tutorial, and outlook," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **24**(3), 1–16 (2018).
- Z. Zhu, L. G. Wright, D. N. Christodoulides, and F. W. Wise, "Observation of multimode solitons in few-mode fiber," *Opt. Lett.* **41**, 4819 (2016).
- R. Dupiol, A. Bendahmane, K. Krupa, A. Tonello, M. Fabert, B. Kibler, T. Sylvestre, A. Barthelemy, V. Couderc, S. Wabnitz, and G. Millot, "Far-detuned cascaded intermodal four-wave mixing in a multimode fiber," *Opt. Lett.* **42**, 1293 (2017).
- A. Bendahmane, K. Krupa, A. Tonello, D. Modotto, T. Sylvestre, V. Couderc, S. Wabnitz, and G. Millot, "Seeded intermodal four-wave mixing in a highly multimode fiber," *J. Opt. Soc. Am. B* **35**, 295–301 (2018).

- ⁶R. Dupiol, A. Bendahmane, K. Krupa, J. Fatome, A. Tonello, M. Fabert, V. Couderc, S. Wabnitz, and G. Millot, "Intermodal modulational instability in graded-index multimode optical fibers," *Opt. Lett.* **42**, 3419–3422 (2017).
- ⁷K. Krupa, A. Tonello, A. Barthelemy, V. Couderc, B. M. Shalaby, A. Bendahmane, G. Millot, and S. Wabnitz, "Observation of geometric parametric instability induced by the periodic spatial self-imaging of multimode waves," *Phys. Rev. Lett.* **116**, 183901 (2016).
- ⁸K. Krupa, A. Tonello, B. M. Shalaby, M. Fabert, A. Barthelemy, G. Millot, S. Wabnitz, and V. Couderc, "Spatial beam self-cleaning in multimode fibres," *Nat. Photonics* **11**, 237 (2017).
- ⁹L. P. Vitullo, C. C. Leary, P. Gregg, R. A. Smith, D. V. Reddy, S. Ramachandran, and M. G. Raymer, "Observation of interaction of spin and intrinsic orbital angular momentum of light," *Phys. Rev. Lett.* **118**(8), 083601 (2017).
- ¹⁰L. G. Wright, D. N. Christodoulides, and F. W. Wise, "Spatiotemporal mode-locking in multimode fiber lasers," *Science* **358**, 94 (2017).
- ¹¹R. Guenard, K. Krupa, R. Dupiol, M. Fabert, A. Bendahmane, V. Kermene, A. Desfarges-Berthelemot, J. L. Auguste, A. Tonello, A. Barthélémy, G. Millot, S. Wabnitz, and V. Couderc, "Nonlinear beam self-cleaning in a coupled cavity composite laser based on multimode fiber," *Opt. Express* **25**, 22219 (2017).
- ¹²M. A. Eftekhar, L. G. Wright, M. S. Mills, M. Kolesik, R. A. Correa, F. W. Wise, and D. N. Christodoulides, "Versatile supercontinuum generation in parabolic multimode optical fibers," *Opt. Express* **25**, 9078 (2017).
- ¹³K. Krupa, C. Louot, V. Couderc, M. Fabert, R. Guenard, B. M. Shalaby, A. Tonello, A. Barthélémy, D. Pagnoux, P. Leproux, A. Bendahmane, R. Dupiol, G. Millot, and S. Wabnitz, "Spatiotemporal characterization of supercontinuum extending from the visible to the mid-infrared in multimode graded-index optical fiber," *Opt. Lett.* **41**, 5785–5788 (2016).
- ¹⁴C. Lesvigne, V. Couderc, A. Tonello, P. Leproux, A. Barthélémy, S. Lacroix, F. Druon, P. Blandin, M. Hanna, and P. Georges, "Visible supercontinuum generation controlled by intermodal four-wave mixing in microstructured fiber," *Opt. Lett.* **32**, 2173–2175 (2007).
- ¹⁵A. Mussot, T. Sylvestre, L. Provino, and H. Maillotte, "Generation of a broadband single-mode supercontinuum in a conventional dispersion-shifted fiber by use of a subnanosecond microchip laser," *Opt. Lett.* **28**, 1820–1822 (2003).
- ¹⁶F. Poletti and P. Horak, "Dynamics of femtosecond supercontinuum generation in multimode fibers," *Opt. Express* **17**(8), 6134–6147 (2009).
- ¹⁷J. Demas, P. Steinvurzel, B. Tai, L. Rishoj, Y. Chen, and S. Ramachandran, "Intermodal nonlinear mixing with Bessel beams in optical fiber," *Optica* **2**, 14 (2015).
- ¹⁸G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 5th ed. (Academic Press, 2013), ISBN: 978-0-12397-023-7.
- ¹⁹R. H. Stolen, "Phase-matched three-wave mixing in silica fiber optical waveguides," *Appl. Phys. Lett.* **24**(7) 2195–2198 (1974).
- ²⁰E. Nazemosadat, H. Pourbeyram, and A. Mafi, "Phase matching for spontaneous frequency conversion via four-wave mixing in graded index multimode optical fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* **33**, 144–150 (2016).
- ²¹D. J. Richardson, J. M. Fini, and L. E. Nelson, "Space-division multiplexing in optical fibres," *Nat. Photonics* **7**, 354–362 (2013).
- ²²C. C. C. Carrero, G. Le Cocq, B. Sévigny, L. Bigot, A. Le Rouge, Y. Quiquempois, M. Bigot-Astruc, D. Molin, and P. Sillard, "Using advanced S2 analysis to measure mode coupling in a 2-LP-mode fiber," in *Optical Fiber Communication Conference, OSA Technical Digest (Online)* (Optical Society of America, 2016), paper W4F.5.
- ²³T. Sylvestre, H. Maillotte, E. Lantz, and P. T. Dinda, "Raman-assisted parametric frequency conversion in a normally dispersive single-mode fiber," *Opt. Lett.* **24**, 1561–1563 (1999).
- ²⁴S. Signorini, M. Mancinelli, M. Borghi, M. Bernard, M. Ghulinyan, G. Pucker, and L. Pavesi, "Intermodal four wave mixing in silicon waveguides," *Photonics Res.* **6**, 805–814 (2018).



Silica-based photonic crystal fiber for the generation of broad band UV radiation

S. PERRET,^{1,*} C. POUDEL,³ A. N. GHOSH,¹ G. FANJOUX,¹ L. PROVINO,² T. TAUNAY,² A. MONTEVILLE,² D. LANDAIS,² C. F. KAMINSKI,³ J. M. DUDLEY,¹  AND T. SYLVESTRE¹ 

¹Institut FEMTO-ST, UMR 6174 CNRS, Université Bourgogne Franche-Comté, Besançon, France

²Photonics Bretagne, Lannion, France

³Department of Chemical Engineering and Biotechnology, University of Cambridge, UK

*solveig.perret@femto-st.fr

Abstract: We report a small-core UV-grade silica multimode photonic crystal fiber for nonlinear frequency conversion in the ultraviolet spectral region. The fiber has been fabricated using F110 UV-Grade glass from Heraeus, which features excellent transmission and low solarization in the UV window. Pumping the fiber core at 355 nm with picosecond laser pulses, we observe the appearance of parametric sidebands in several spatial modes up to 380 nm. We modelled this process using intermodal phase-matching conditions and obtained excellent agreement between calculations and the measured data. We further report frequency conversion pumping into the fiber microstructured cladding where broadband cascaded Raman scattering spanning up to 391 nm is observed. These results represent a significant step towards the efficient and stable generation of UV supercontinuum spectra in an all-silica fiber platform.

© 2019 Optical Society of America under the terms of the [OSA Open Access Publishing Agreement](#)

1. Introduction

A major current challenge in supercontinuum (SC) generation is the generation of spectral components in the ultraviolet (UV) wavelength range below 400 nm [1]. There is particular need for UV broadband light sources in applications such as fluorescence microscopy for the simultaneous coherent excitation of multiple fluorophores, and in UV absorption spectroscopy [2]. However, UV generation in conventional silica-core fibers has proven to be extremely difficult because of factors such as high material electronic absorption, increased Rayleigh scattering, glass solarization (photo-darkening and optically-induced color centers), and large normal dispersion which limits the generated bandwidth from nonlinear frequency conversion processes [3]. These factors have stimulated much recent work on alternative approaches, primarily using gas-filled hollow-core photonic crystal fibers (PCFs) [4–10]. Although these efforts show great promise for deep UV generation down to 110 nm [8], compatibility with the ubiquitous silica platform remains a problem. There is therefore great interest in generating UV-light using modified UV-resistant glasses instead.

In this work, we report on the design and fabrication of a UV-resistant silica-based multimode photonic crystal fiber (PCF) for broadband UV generation below 400 nm exploiting intermodal nonlinear wave mixing. The fiber was fabricated using F110 UV-Grade glass from Heraeus, selected for its excellent transmission and low solarization in the UV-A range (260 nm–400 nm). Using a picosecond UV pump laser at 355 nm, we demonstrate a number of intermodal four-wave mixing (FWM) processes in the UV, which extend beyond the pump wavelength to 380 nm. The generated FWM signal and idler sidebands were carefully analyzed and imaged to determine their modal content. We determine the intermodal phase-matching conditions from the computed first and second-order dispersion parameters obtained from finite-element method (FEM) modelling, and obtain good agreement between experimental results and calculations.

Significantly, we also observe a broadband Raman cascade from 355–391 nm when pumping the fiber directly in the microstructured cladding. This observation is interpreted using generalized nonlinear Schrödinger equation simulations of propagation in one bridge of the microstructure. We specifically show that the tight optical confinement allows for strong enhancement of the Raman effect with few intermodal FWM.

2. UV-Grade silica photonic crystal fiber

Figures 1(a-c) show, respectively, the UV-grade PCF design, a scanning electron microscope (SEM) image of the fabricated fiber cross-section, and a contrast-enhanced black and white image for improved visibility. The fiber was designed using a finite element method approach (COMSOL Software) to support multiple spatial modes with effective indices and dispersion profiles suitable to enable intermodal nonlinear FWM in the UV range. The fiber was then drawn at Photonics Bretagne in Lannion using the F110 UV-Grade silica glass from Heraeus. This glass has a high OH content up to 400 ppm and features good transmission in the UV-A range, from 260 nm to 400 nm. It also possesses a low solarization threshold around 300 nm and has a good transmission near the OH absorption band minima around 670, 800 and 1030 nm. The typical measured fiber attenuation provided by the manufacturer was 100 dB/km at 300 nm. This compares with an attenuation as large as 1000 dB/km at this wavelength for standard (low-OH) F300 silica glass used in conventional telecommunications fibers (SMF-28).

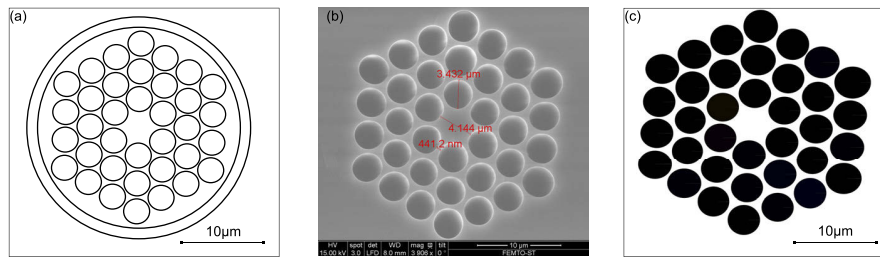


Fig. 1. (a) Design of the UV-grade solid-core microstructured fiber for nonlinear UV generation. (b) SEM image of the PCF manufactured by Photonics Bretagne using F110 UV-grade silica glass. (c) Contrast-enhanced black and white image from the SEM image (b).

The design in Fig. 1(a) was based on a triangular photonic lattice with core diameter of 4.26 μm , hole diameter $d = 3.5 \mu\text{m}$, pitch $\Gamma = 3.88 \mu\text{m}$, and air-fill fraction $d/\Gamma = 0.902$. The UV fiber theoretically supports the first eight LP modes at 355 nm including the fundamental mode LP01 and 7 higher-order modes from LP11 up to LP22. They are plotted in Fig. 2(a) in colormap.

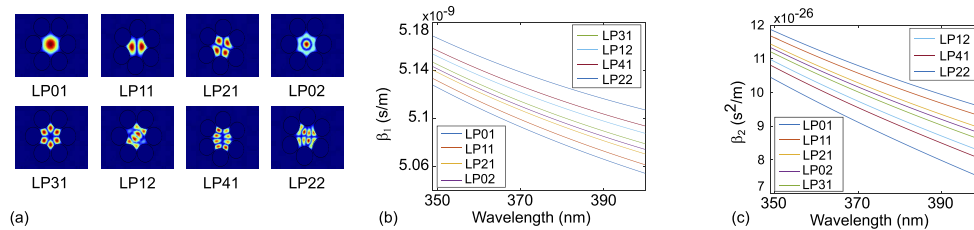


Fig. 2. (a) Computed mode profiles of the 8 main guided modes from LP01 to LP22. (b) Computed inverse group velocity β_1 for 8 spatial modes versus wavelength. (c) Computed group velocity dispersion parameter β_2 for 8 spatial modes versus wavelength.

Figures 2(b) and (c) show their inverse group velocity β_1 and their second-order dispersion β_2 in the UV range, respectively. As can be seen, the second-order dispersion is highly normal for all modes at 355 nm (up to $12 \times 10^{-26} \text{ s}^2 \text{ m}^{-1}$ for the LP22 mode) because it is mainly dominated by material dispersion. This strong normal dispersion in turn precludes standard soliton and dispersive wave dynamics usually involved in anomalous-dispersion supercontinuum generation [11–13], and it is this limitation which motivates the design of a multimode fiber for intermodal FWM in the UV [14–20].

3. Experimental setup

Figure 3 shows the experimental setup used to investigate intermodal FWM and Raman scattering in the UV. As a pump source, we used a passively Q-switched Nd:YAG microchip laser (Teemphotonics Powerchip™ series) at 355 nm with a repetition rate of 1 kHz, a pulse duration (FWHM) of 350 ps, and an output mean power of 18 mW (peak power of ~50 kW). The laser power was further controlled by a variable density filter and the laser beam was injected into the fiber using a UV-coated aspherical injection lens controlled by a 3-axis translation stage. We used several different injection lenses with focal lengths f of 7.5 mm, 8 mm, 11 mm and 15.3 mm and numerical aperture (N.A.) of 0.3, 0.5, 0.3 and 0.16. This allowed a change of beam waist diameter from 3.4 μm , 3.6 μm , 4.9 μm to 6.8 μm , modifying the fiber injection conditions and modal properties, allowing us to explore the various intermodal FWM processes. A coupling efficiency of 20 % was obtained using aspherical lenses with focal length $f = 7.5 \text{ mm}$, $f = 8 \text{ mm}$ and $f = 11 \text{ mm}$, respectively, and of 28 % for an aspherical lens with $f = 15.3 \text{ mm}$. These measurements of optimal injection efficiency were measured using a short fibre length of 75 cm, but we note that in the experiments described below to excite particular mode combinations, the coupling efficiency could be significantly less than the optimal. The fiber output beam was then imaged using a CCD camera after a diffraction grating to record the modal profiles of the generated parametric sidebands. Another part of the fiber output beam was deflected using a beam splitter and recorded with an UV-visible optical spectral analyzer (OSA) operating in the wavelength range 350–1200 nm (Yokogawa AQ6373).

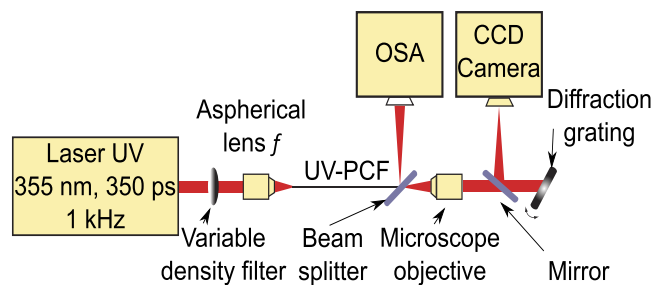


Fig. 3. Experimental setup for intermodal FWM and Raman generation in the UV-Grade fiber (UV-PCF).

4. Experimental results

4.1. Intermodal four-wave mixing

Initial experiments were carried out using a 4 m long fiber sample and a coupling lens with focal distance $f = 7.5 \text{ mm}$. Figure 4 shows two typical optical spectra recorded out of the fiber for two different coupling powers and injection conditions. We can clearly see a series of intermodal FWM sidebands around the pump wavelength at 355 nm. In Fig. 4(a), a first Stokes sideband is generated at 359 nm with a weaker anti-Stokes idler at 350.5 nm. The modal content of the

Stokes signal (shown in inset) reveals that it propagates in the LP31 mode. We can further notice the onset of the first-order stimulated Raman scattering sideband at 360.8 nm, which matches with the Raman frequency shift of fused silica (13.2 THz). Figure 4(b) shows, for different transverse coupling conditions, two new FWM processes involving a Stokes signal at 357.3 nm in the LP41 mode, and an anti-Stokes sideband below the pump at 352 nm, respectively. The second FWM involves a Stokes signal at 363.1 nm, still in the LP41, due to the coupling with the Raman Stokes at 360.8 nm. The image in the middle shown in Fig. 4(b) is a mix between the first Raman order at 360.8 nm and an intermodal FWM process at 361 nm [21].

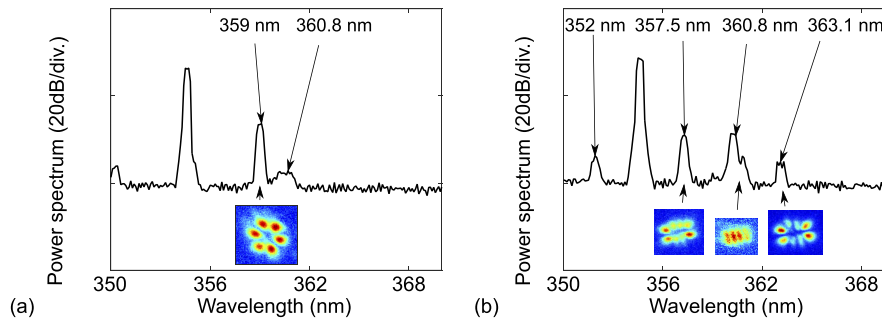


Fig. 4. Experimental output spectrum showing intermodal FWM sidebands for (a) an output power of 23 μW and (b) a fiber output power of 31 μW . The spectral resolution is 0.5 nm and the images in the inset show the modal content of each component of interest ($f = 7.5$ mm for both).

Next, we investigated in the same fiber sample the intermodal FWM with a focal length $f = 8$ mm. In Fig. 5, we show an output optical spectrum for a mean output power of 14 μW . It features different intermodal FWM and modal content. A first FWM signal appears at 358.1 nm in the LP11 mode, a second signal at 359.8 nm in the LP21, a third signal at 363.4 nm in the LP21, and a fourth signal is at 369 nm in the LP11 mode, respectively, while the pump beam at 354.8 nm has a complex mixed-mode profile.

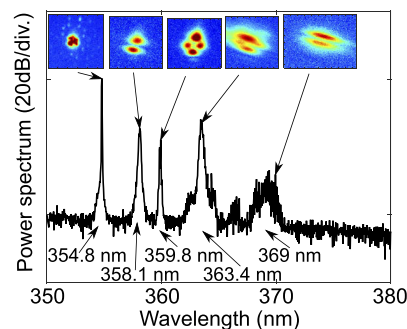


Fig. 5. Intermodal FWM spectrum for a fiber output power of 14 μW with the modal images of each FWM component of interest. The spectral resolution is 0.1 nm ($f = 8$ mm).

Other intermodal FWM sidebands have been observed using the coupling lens with $f = 15.3$ mm with a beam waist of 6.8 μm that over matches the core diameter of around 4.14 μm . One can first see in Fig. 6(a), in addition to the Raman line at 360.8 nm, a new FWM sideband generated at 364.9 nm in the LP02 mode. Figures 6(b-d) also shows more FWM spectra. We retrieve the FWM signals at 358.1 nm and 359.9 nm as in Fig. 5. However, new FWM Stokes signals are

now generated at 358.9 nm and 363.7 nm with a modal image of LP11. The fifth peak at 366 nm with a large modal image of LP01 is similar to a Raman second order. In Fig. 6(c), there is only one FWM case with an anti-Stokes sideband at 351.1 nm in the LP01 and a Stokes sideband at 358.3 nm in the LP11 mode. In Fig. 6(d), we again show four FWM. A first signal wavelength is at 358.6 nm with a modal image of LP31, a second signal wavelength is at 359.2 nm, a third signal wavelength is at 361.1 nm without any clear modal image, a fourth signal wavelength is at 364.2 nm with a modal image of LP31. The first modal image is the one of the pump at 355 nm. The other peak at 360 nm with a modal image of LP21 corresponds to the first Raman line involved with the FWM process.

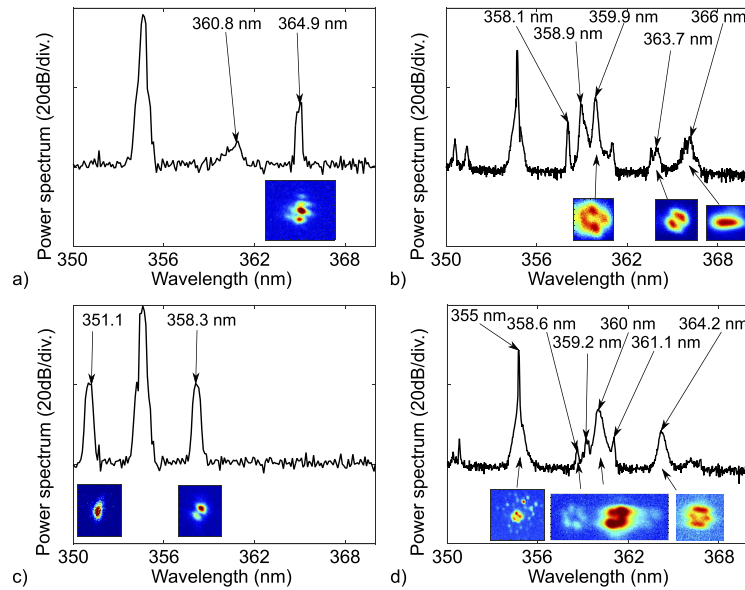


Fig. 6. Experimental results of intermodal FWM spectra in the UV-grade photonic crystal fiber pumped at 355 nm with the aspherical lens of $f = 15.3$ mm and for different fiber output power and fiber length (a) $L = 1$ m, $P_{out} = 187$ μ W, (b) $L = 4$ m, $P_{out} = 21$ μ W, (c) $L = 1$ m, $P_{out} = 145$ μ W, (d) $L = 4$ m, $P_{out} = 23.5$ μ W.

Finally, using the coupling lens with $f = 11$ mm with a beam waist of 4.9 μ m we observed the broadened intermodal FWM spectrum generated with a pump at 355 nm (see Fig. 7). Fig. 7 shows three strong intermodal FWM bands at 359.5 nm in LP21, at 363.6 nm in LP02 and at 364.9 nm in LP02, respectively. It also shows the broadened peak generated via intermodal FWM at 379.7 nm in the LP22 mode. These results have been further compared to the theoretical calculations of intermodal phase-matching conditions (see Table 1 in the next section).

4.2. Intermodal FWM theory

Here we briefly review the basic theory of degenerate intermodal FWM and the related phase matching conditions [22–28]. First, we consider energy conservation,

$$\frac{2}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_i} + \frac{1}{\lambda_s}, \quad (1)$$

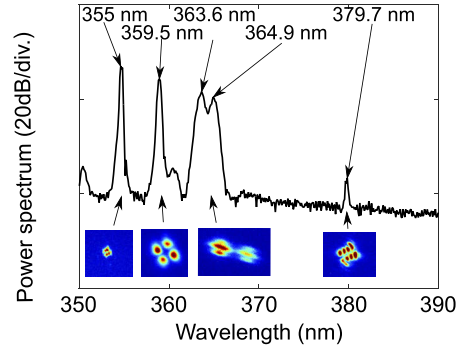


Fig. 7. Intermodal FWM spectrum for a fiber output power of 34 μW , with a resolution of 0.5 nm and with the modal images of each component of interest ($f = 11$ mm).

Table 1. Comparison between theory and experiment for a number of intermodal FWM processes. The experimental values listed correspond to results shown in different figures as follows: Wavelengths shown in black correspond to the results in Fig. 6(a) or (b) or (c) or (d). Wavelengths shown in Blue correspond to the results in Fig. 5; Wavelengths in Green correspond to the results in Fig. 9(b); Wavelengths in Red correspond to the results in Fig. 7; Wavelengths in Purple correspond to the results in Fig. 4(a) or (b). Those idler wavelengths marked (*) have been calculated from the experimental signal wavelengths.

modes [LP_{xx}]	Theory		Experiment	
	Idler	Signal	Idler	Signal
LP_{01}/LP_{11}	351.6 nm	358.5 nm	<u>351.1 nm</u>	<u>358.3 nm</u>
			351.3 nm	358.1 nm
			351.3 nm*	358.1 nm
			351.3 nm*	358.1 nm
LP_{11}/LP_{21}	350.5 nm	359.7 nm	350.3 nm*	359.8 nm
			350.2 nm*	359.9 nm
			350.6 nm*	359.5 nm
			350.6 nm*	359.5 nm
LP_{21}/LP_{31}	351.4 nm	358.7 nm	<u>351.5 nm*</u>	<u>358.6 nm</u>
			351 nm*	359 nm
LP_{11}/LP_{31}	346.9 nm	363.5 nm	<u>346.2 nm*</u>	<u>364.2 nm</u>
LP_{11}/LP_{02}	349.1 nm	361.1 nm	<u>349.1 nm*</u>	<u>361.1 nm*</u>
LP_{01}/LP_{02}	345.8 nm	364.7 nm	345.6 nm*	364.9 nm
LP_{01}/LP_{21}	347.1 nm	363.3 nm	346.9 nm*	363.4 nm
LP_{31}/LP_{41}	347.6 nm	362.7 nm	347.3 nm*	363.1 nm
LP_{12}/LP_{41}	352 nm	358 nm	352 nm	357.5 nm
LP_{31}/LP_{22}	341.1 nm	370.1 nm	342 nm*	369 nm
			340.7 nm*	370.5 nm
LP_{11}/LP_{22}	333.5 nm	379.4 nm	333.3 nm*	379.7 nm

with λ the wavelength in nm, p, i and s denote the pump, idler and signal, respectively. Similarly, momentum conservation yields a phase-matching condition expressed as:

$$\Delta\beta = (\beta_1^{k(p)} - \beta_1^{j(p)})\Omega + (\beta_2^{k(p)} + \beta_2^{j(p)})\frac{\Omega^2}{2} = 0, \quad (2)$$

with $\Omega = \omega_p - \omega_s \geq 0$, ω the angular frequency, β_1 is the reciprocal group velocity and β_2 the group-velocity dispersion (GVD) coefficient. The superscripts k and j are mode indices and (p) indicates that all parameters are calculated at the pump wavelength. Curves of β_1 and β_2 are plotted in Fig. 2(b) and Fig. 2(c) respectively for all spatial modes. Both β_1 and β_2 are obtained from the propagation constant through a Taylor expansion around the pump angular frequency (ω_p). Then, one finds the idler and signal angular frequencies of the involved intermodal FWM process as:

$$\omega_i^k = \frac{2(\beta_1^{j(p)} - \beta_1^{k(p)})}{(\beta_2^{k(p)} + \beta_2^{j(p)})} + \omega_p, \quad \omega_s^j = \omega_p - \frac{2(\beta_1^{j(p)} - \beta_1^{k(p)})}{(\beta_2^{k(p)} + \beta_2^{j(p)})}, \quad (3)$$

where k and j are again the different mode indices. Equation 3 is used in the theoretical intermodal FWM calculations from the computed data such as the inverse group velocity and the group velocity dispersion coefficients plotted in Fig. 2.

Table 1 summarizes the theoretical FWM signal and idler wavelengths for different modal combinations and compares them with results obtained from experiment. The agreement between theory and experiments is particularly good for all FWM signal sidebands, confirming the intermodal FWM processes occurring in the UV-grade multimode PCF. Note however that most of the calculated idler sidebands are absent in the experimental spectra shown in Figs. (4–7) due to the wavelength limitation of our spectrometer.

4.3. Cascaded Raman scattering

We investigated the stimulated Raman scattering (SRS) response of the fiber using an aspherical lens with $f = 8$ mm, with a beam waist diameter of $3.6 \mu\text{m}$ and a N.A. of 0.5. Figure 8 shows two different coupling conditions that allow for the generation of a Raman cascade until the sixth-order. The fiber output image shown in Fig. 8(a) shows, surprisingly, a coupling of the pump in several bridges of the fiber with no propagation in the core. In Fig. 8(b) an example is shown where coupling occurs only over a few bridges. The bridges, which have a diameter around $1.6 \mu\text{m}$, allow a tight confinement of the light. Despite the strong attenuation of this 4 m long fibre sample, a cascaded Raman response of six orders is generated through cladding mediated modal coupling.

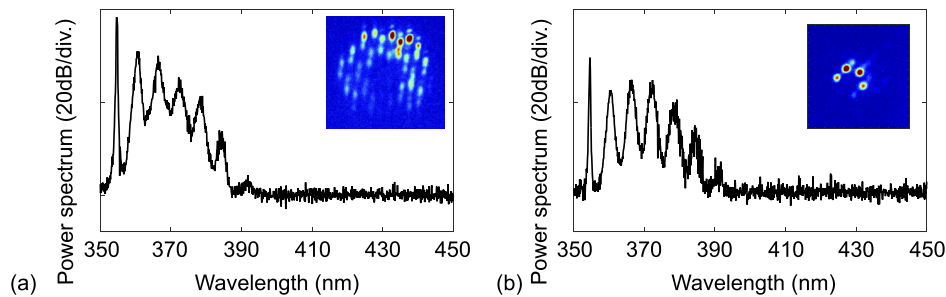


Fig. 8. (a) Experimental output spectrum for a fiber length of 4 m showing wideband cascaded Raman scattering from 355 nm to 391 nm. The fiber output image shows pump coupling in almost all the bridges. (b) Experimental output spectrum for a fiber length 4 m showing similar results but with pump coupling in only a few bridges ($f = 8$ mm for both).

Then the aspherical lens with $f = 15.3$ mm and N.A. = 0.15 was used in order to broaden the Raman cascade since the coupling efficiency with this lens is better than with the two other aspherical lenses. However, the experiments revealed a decreasing Raman cascade, which is mixed with intermodal FWM processes to generate a continuum (see Fig. 9).

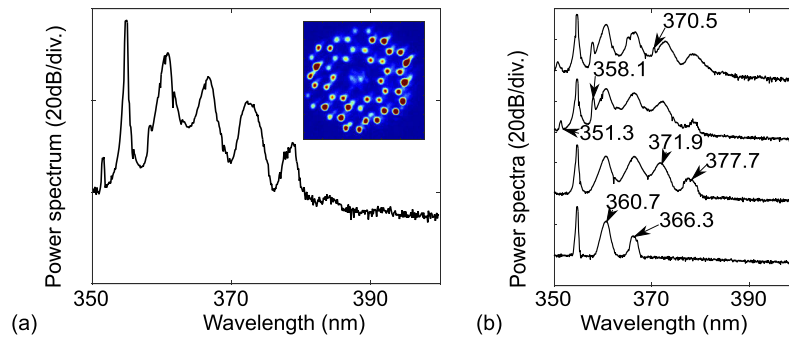


Fig. 9. (a) Experimental output spectrum for a 4 m long fiber showing wideband cascaded Raman scattering from 355 nm to 385 nm. The fiber output image shows where the pump is coupled in the fiber, here in all bridges and the core. (b) Experimental output spectra for a fiber length 4 m showing wideband cascaded Raman scattering from 355 nm to 377.7 nm and intermodal FWM effects at 358.1 nm and 370.5 nm. Output power level varies from 0.1 to 0.2 mW from bottom to top ($f = 15.3$ mm for both).

Figure 9(a) shows the fiber output spectrum with a cascaded Raman until the fourth order mixed with an intermodal FWM with an idler wavelength at 351.3 nm (see Figs. 9(a) and (b)) and a signal wavelength at 358.1 nm (not visible in Fig. 9(a) but visible in Fig. 9(b)). Perhaps the most surprising result is shown in the inset of Fig. 9(a) where light is seen to couple both into the whole photonic cladding as well as into the solid core.

Figure 9(b) shows the Raman spectral evolution as a function of the fiber output power for the generation of the Raman cascade mixed with two FWM processes. At low power only the Raman cascade is generated. Then at high power one can see two FWM peaks, one with the signal wavelength at 358.1 nm and the idler wavelength at 351.3 nm and a second one with the signal wavelength at 370.5 nm. These combined effects generate a continuum from 350 nm to 377.7 nm. We performed additional FEM-based numerical simulations that confirm that the light can be indeed guided in the silica bridges (cladding modes) [5,29,30] in the UV-Grade PCF. Typical computed mode profiles are shown in Figs. 10(a-c) where we plotted three cases with their effective indices and losses, respectively.

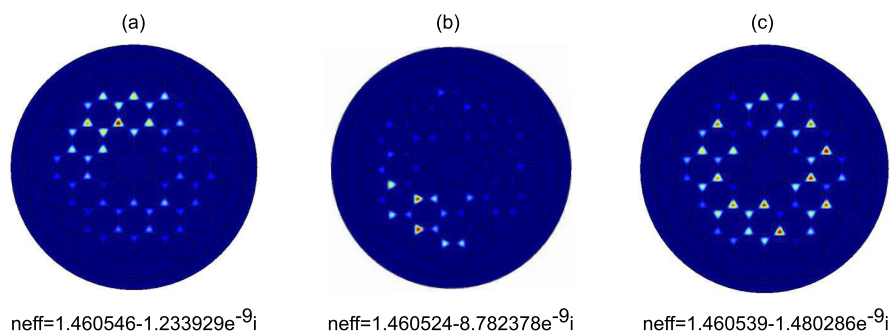


Fig. 10. Typical computed cladding mode profiles with (a) an effective index (n_{eff}) of 1.460546 with 0.1897 dB/m losses, (b) $n_{eff} = 1.460524$ and 1.3501 dB/m losses. (c) $n_{eff} = 1.460539$ with 0.2276 dB/m losses.

Figures 10(a) and (b) show the first two computed cladding modes with their effective indices that match with the modal images from Fig. 8(a) and (b), respectively. The mode losses are

0.1897 dB/m and 1.3501 dB/m, respectively. Figure 10(c) shows the computed cladding mode involved in the mixing process between cascaded Raman and intermodal FWM seen in the experimental modal image in Fig. 9(a). The discrete cascaded Raman of six orders from 350 nm to 391 nm is generated through cladding modal coupling in a few bridges (see Fig. 8(b)). When the number of bridges involved in the cladding mode increases, the Raman cascade of six orders from 350 nm to 391 nm evolves towards a continuum, as shown in Fig. 8(a). Then the cladding modes are mixed with core modes. This is shown in Fig. 9(b) where we can see both cascaded Raman scattering and intermodal FWM from 350 nm to 380 nm. To interpret the cascaded Raman spectra shown in Fig. 8, we simulated the nonlinear pulse propagation and Raman cascade in one silica bridge of the microstructured cladding, using the computed first and second-order dispersion parameters for the fundamental mode (see Figs. 11(a) and (b)) from a finite-element method (FEM) computation. The generalized nonlinear Schrödinger equation (GNLSE) [31,32] was used to perform this simulation:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2}A - \sum_{k \geq 2} \frac{i^{k+1}}{k!} \beta_k \frac{\partial^k A}{\partial T^k} = i\gamma \left(1 + i\tau_{shock} \frac{\partial}{\partial T} \right) \times (A(z, T) \int_{-\infty}^{+\infty} R(T') |A(z, T - T')|^2 dT'), \quad (4)$$

with the nonlinear parameter $\gamma(\omega_0) = [n_2(\omega_0) \omega_0] / (cA_{eff}) = 0.8474 \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ and the effective mode area $A_{eff} = 6.6838 \times 10^{-13} \text{ m}^2$ for the fundamental mode at 355 nm. The normalized pulse amplitude $|A|^2$ represents the optical power in Watt. The second term in the left-hand side accounts for a linear loss with loss coefficient α . The dispersion data such as β_k come from COMSOL. On the right-hand side, $\tau_{shock} = 1/\omega_0$ with $\lambda_0 = (2\pi c)/\omega_0$ and c the speed of light. The term $R(T) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t)$ is the response function of the Raman contribution including both a delayed and an instantaneous electronic Raman contribution. Here the silica glass is doped with high content of OH^- but its characteristics such as f_R and $h_R(t)$ are very close to the standard silica glass ($f_R = 0.18$) [31–34]. The input pulse shape was considered as Gaussian. Experimentally the estimated peak power for the Raman cascade in the silica bridges is around 300 W. For a peak power $P_0 = 100 \text{ W}$ a pulse width of 300 ps and a fiber length of 4 m and 1 dB/m loss, the numerical result is shown in Fig. 12.

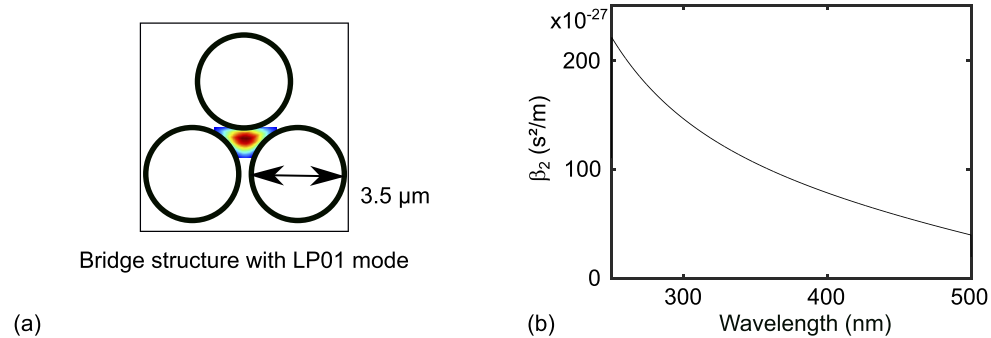


Fig. 11. (a) To calculate the dispersion properties of the PCF bridges, we performed FEM modelling of the structure as shown with each large air hole having diameter of $3.5 \mu\text{m}$. The figure shows the computed fundamental mode in the bridge region between the air holes. (b) Computed group velocity dispersion parameter β_2 for the fundamental mode versus wavelength.

The colormap in Fig. 12 shows the evolution of the continuum generation versus distance in the silica bridge function of the length of the fiber (4 m in total). We see a typical Raman cascade generation over the propagation in one bridge until the sixth order. The result of the simulation in Fig. 12 supports well the experimental spectra in Fig. 8 as a Raman cascade is generated through

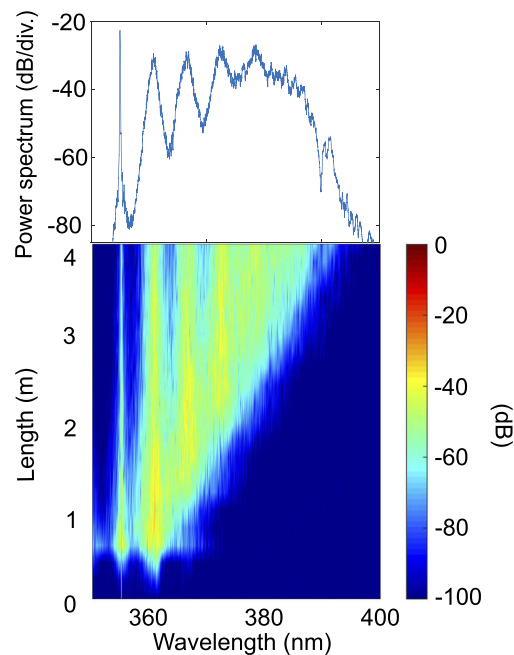


Fig. 12. Simulation with a peak power of 100 W and a loss of 1 dB/m with under a colormap of the simulation of the continuum generation over 4 m of the fiber length.

the bridge in the simulation and the spectral broadening is also reached. However, as it is a simulation in only one bridge, we cannot go further in the interpretation of losses, peak power or number of bridges involved in the experimental results.

5. Conclusion

We have designed and manufactured a new photonic crystal fiber made of UV-grade silica glass for broadband light generation in the UV range. The fiber has been drawn from F110 UV-Grade silica glass for its low loss and solarization in the UV-A band. We have observed intermodal FWM and cascaded Raman scattering in the UV-Grade silica multimode PCF, which is enabled by the modal properties of the fiber core and the tight confinement in the fiber bridges, respectively. These results are highly promising in the search of new optical fibres, which feature both a high nonlinearity and UV-resistance thus opening the way toward supercontinuum generation in the strong normal dispersion regime, which does not rely on soliton dynamics and dispersive wave generation. However, further research is needed to improve the fabrication methods with this material to reduce absorption in the UV and to improve design parameters such as a smaller core size, which would lead to improved optical confinement.

Funding

European Union's H2020 Research and Innovation Programme (722380); Agence Nationale de la Recherche (ANR-17EURE-0002, ANR-15-IDEX-0003); Conseil régional de Bourgogne-Franche-Comté.

Acknowledgments

The authors thank L Gauthier-Manuel, G. Soro, A. Mosset, F. Devaux, E. Dordor, M. Raschetti, J. Chretien and C. Billet for technical support.

Disclosures

Disclosures: L.P., T.T., A.M., D.L. (Photonics Bretagne, E). All other authors (S.P., C.P., A.N.G., G.F., C.F.K., J.M.D., T.S.) declare no conflict of interest.

References

1. J. C. Travers, "Blue extension of optical fiber supercontinuum generation," *J. Opt.* **12**(11), 113001 (2010).
2. C. Poudel and C. F. Kaminski, "Supercontinuum radiation in fluorescence microscopy and biomedical imaging applications," *J. Opt. Soc. Am. B* **36**(2), A139–A153 (2019).
3. T. Sylvestre, A. R. Ragueh, M. W. Lee, B. Stiller, G. Fanjoux, B. Barviau, A. Mussot, and A. Kudlinski, "Black-light continuum generation in a silica-core photonic crystal fiber," *Opt. Lett.* **37**(2), 130–132 (2012).
4. F. Yu, M. Cann, A. Brunton, W. Wadsworth, and J. Knight, "Single-mode solarization-free hollow-core fiber for ultraviolet pulse delivery," *Opt. Express* **26**(8), 10879–10887 (2018).
5. X. Jiang, N. Y. Joly, M. A. Finger, F. Babic, G. K. Wong, J. C. Travers, and P. S. J. Russell, "Deep-ultraviolet to mid-infrared supercontinuum generated in solid-core ZBLAN photonic crystal fiber," *Nat. Photonics* **9**(2), 133–139 (2015).
6. F. Belli, A. Abdolvand, W. Chang, J. C. Travers, and P. S. J. Russell, "Vacuum-ultraviolet to infrared supercontinuum in hydrogen-filled photonic crystal fiber," *Optica* **2**(4), 292–300 (2015).
7. S. P. Stark, J. C. Travers, and P. S. J. Russell, "Extreme supercontinuum generation to the deep UV," *Opt. Lett.* **37**(5), 770–772 (2012).
8. J. C. Travers, F. T. Grigorova, C. Brahms, and F. Belli, "High-energy pulse self-compression and ultraviolet generation through soliton dynamics in hollow capillary fibers," *Nat. Photonics* **13**(8), 547–554 (2019).
9. Y. Y. Wang, F. Couny, P. S. Light, B. J. Mangan, and F. Benabid, "Compact and portable multiline UV and visible Raman lasers in hydrogen-filled HC-PCF," *Opt. Lett.* **35**(8), 1127–1129 (2010).
10. P. Hosseini, A. Ermolov, F. Tani, D. Novoa, and P. S. J. Russell, "UV soliton dynamics and Raman-enhanced supercontinuum generation in photonic crystal fiber," *ACS Photonics* **5**(6), 2426–2430 (2018).
11. Z. Zhu, L. G. Wright, D. N. Christodoulides, and F. W. Wise, "Observation of multimode solitons in few-mode fiber," *Opt. Lett.* **41**(20), 4819–4822 (2016).
12. W. H. Renninger and F. W. Wise, "Optical solitons in graded-index multimode fibres," *Nat. Commun.* **4**(1), 1719 (2013).
13. L. G. Wright, S. Wabnitz, D. N. Christodoulides, and F. W. Wise, "Ultrabroadband dispersive radiation by spatiotemporal oscillation of multimode waves," *Phys. Rev. Lett.* **115**(22), 223902 (2015).
14. H. Pourbeyram, G. P. Agrawal, and A. Mafi, "Stimulated Raman scattering cascade spanning the wavelength range of 523 to 1750 nm using a graded-index multimode optical fiber," *Appl. Phys. Lett.* **102**(20), 201107 (2013).
15. M. A. Eftekhar, Z. S. Eznaveh, J. E. Antonio-Lopez, J. C. A. Zacarias, A. Schulzgen, M. Kolesik, F. W. Wise, R. A. Correa, and D. Christodoulides, "Broadband supercontinuum generation in tapered multimode graded-index optical fibers," in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, (Optical Society of America, 2017), p. STh1K.7.
16. G. Lopez-Galmiche, Z. Sanjabi Eznaveh, M. A. Eftekhar, J. Antonio Lopez, L. G. Wright, F. Wise, D. Christodoulides, and R. Amezcuza Correa, "Visible supercontinuum generation in a graded index multimode fiber pumped at 1064 nm," *Opt. Lett.* **41**(11), 2553–2556 (2016).
17. K. Krupa, C. Louot, V. Couderc, M. Fabert, R. Guenard, B. M. Shalaby, A. Tonello, D. Pagnoux, P. Leproux, A. Bendahmane, R. Dupiol, G. Millot, and S. Wabnitz, "Spatiotemporal characterization of supercontinuum extending from the visible to the mid-infrared in a multimode graded-index optical fiber," *Opt. Lett.* **41**(24), 5785–5788 (2016).
18. J. M. Stone and J. C. Knight, "Visibly white light generation in uniform photonic crystal fiber using a microchip laser," *Opt. Express* **16**(4), 2670–2675 (2008).
19. G. Prabhakar, P. Gregg, L. Rishoj, P. Kristensen, and S. Ramachandran, "Octave-wide supercontinuum generation of light-carrying orbital angular momentum," *Opt. Express* **27**(8), 11547–11556 (2019).
20. R. Dupiol, K. Krupa, A. Tonello, M. Fabert, D. Modotto, S. Wabnitz, G. Millot, and V. Couderc, "Kerr and Raman beam cleanup with supercontinuum generation in multimode fiber," in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, (2018), paper SM3D.6
21. R. H. Stolen, "Modes in fiber optical waveguides with ring index profiles," *Appl. Opt.* **14**(7), 1533–1537 (1975).
22. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 5th ed (Academic Press, 2013).
23. S. Perret, G. Fanjoux, L. Bigot, J. Fatome, G. Millot, J. M. Dudley, and T. Sylvestre, "Supercontinuum generation by intermodal four-wave mixing in a step-index few-mode fibre," *APL Photonics* **4**(2), 022905 (2019).
24. A. Mafi, "Pulse propagation in a short nonlinear graded-index multimode optical fiber," *J. Lightwave Technol.* **30**(17), 2803–2811 (2012).

25. R. Dupiol, A. Bendahmane, K. Krupa, A. Tonello, M. Fabert, B. Kibler, T. Sylvestre, A. Barthelemy, V. Couderc, S. Wabnitz, and G. Millot, "Far-detuned cascaded intermodal four-wave mixing in a multimode fiber," *Opt. Lett.* **42**(7), 1293–1296 (2017).
26. E. Nazemosadat, H. Pourbeyram, and A. Mafi, "Phase matching for spontaneous frequency conversion via four-wave mixing in graded-index multimode optical fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* **33**(2), 144–150 (2016).
27. M. A. Eftekhar, "Accelerated nonlinear interactions in graded-index multimode fibers," *Nat. Commun.* **10**(1), 1638 (2019).
28. L. G. Wright, D. Christodoulides, and F. W. Wise, "Controllable spatiotemporal nonlinear effects in multimode fibres," *Nat. Photonics* **9**(5), 306–310 (2015).
29. B. J. Eggleton, C. Kerbage, P. S. Westbrook, R. S. Windeler, and A. Hale, "Microstructured optical fiber devices," *Opt. Express* **9**(13), 698–713 (2001).
30. T. Baselt, B. Nelsen, A. F. Lasagni, and P. Hartmann, "Supercontinuum generation in the cladding modes of an endlessly single-mode fiber," *Appl. Sci.* **9**(20), 4428 (2019).
31. J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber," *Rev. Mod. Phys.* **78**(4), 1135–1184 (2006).
32. J. M. Dudley and J. R. Taylor, *Supercontinuum Generation in Optical Fibers* (Cambridge University, 2010).
33. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fibers Optics* (Academic Press Elsevier, 2007).
34. K. J. Blow and D. Wood, "Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers," *IEEE J. Quantum Electron.* **25**(12), 2665–2673 (1989).

