HAL open science

Étude d'effets optiques non linéaires d'ordres 2 et 3 dans des nanofibres optiques

Maha Bouhadida

▶ To cite this version:

Maha Bouhadida. Étude d'effets optiques non linéaires d'ordres 2 et 3 dans des nanofibres optiques. Optique [physics.optics]. Université Paris-Saclay, 2021. Français. NNT : 2021UPASP019 . tel-03227123

HAL Id: tel-03227123

https://pastel.hal.science/tel-03227123v1

Submitted on 17 May 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.

Étude d'effets optiques non linéaires d'ordres 2 et 3 dans des nanofibres optiques

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 572
Ondes et Matière (EDOM)
Spécialité de doctorat: Physique
Unité de recherche : Université Paris-Saclay, Institut d'Optique Graduate School, CNRS, Laboratoire Charles Fabry, 91127, Palaiseau, France
Référent : Institut d'Optique

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau le 23/03/2021 par

Maha BOUHADIDA

Composition du Jury

Sara Ducci Professeure, Université Paris Diderot (Paris)	Rapporteure
Philippe Grelu Professeur, Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (Dijon)	Rapporteur
Monique Thual Professeure, Institut FOTON (Lannion)	Examinatrice
Frédéric Druon Directeur de recherche CNRS, Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique (Palaiseau)	Examinateur
Jean-Charles Beugnot Chargé de recherche CNRS, Institut FEMTO-ST (Besançon)	Examinateur
Sylvie Lebrun Maitre de conférences, Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique (Palaiseau)	Directrice de thèse

Thèse de doctorat

NNT : 2021UPASP019

Remerciements

Ces travaux de thèse se sont déroulés en trois ans et six mois au sein du groupe Photonique Nonlinéaire du laboratoire Charles Fabry (LCF) à Palaiseau et ont été financés par l'Agence Nationale de Recherche (ANR). Ils sont le fruit de collaborations et d'échanges avec plusieurs personnes pour lesquelles je voudrais exprimer ma gratitude.

Je voudrais tout d'abord remercier ma directrice de thèse Sylvie Lebrun pour sa confiance en m'accordant ce sujet de thèse intéressant, original et passionnant sur les nanofibres optiques. Je la remercie pour votre encadrement continu et efficace, son soutien sur les plans professionnel et personnel, sa patience et sa disponibilité tout au long de ma thèse.

Je souhaiterais remercier les membres du jury qui ont gentiment accepté d'évaluer mes travaux de thèse à savoir les rapporteurs Sarra Ducci et Philippe Grelu, les examinateurs Monique Thual et Jean-Charles Beugnot et le président du jury Frédéric Druon.

Je voudrais exprimer toute ma sympathie aux membres du groupe Photonique Nonlinéaire, particulièrement, Philippe Delaye, Nicolas Dubreuil, Aliénor De la Gorce, Samuel Serna et Thilbault Harle qui m'ont toujours soutenue et qui ont contribué avec différents moyens à ma réussite.

Je remercie également toutes les personnes que j'ai côtoyées au laboratoire Charles Fabry et toutes les personnes avec lesquelles j'ai enseigné à l'Institut d'Optique Graduate School notamment Fabienne Bernard, Lionel Jacubowiez, Julien Villemejane, Charles Bourassin, Xavier Delen, Hervé Sauer et Thierry Avignion.

En dehors du LCF, je souhaiterais remercier toutes les personnes avec lesquelles j'ai collaboré pour faire avancer le projet FUNFILM notamment l'équipe ONL de Femto-ST et Christian Larat et Laurent Divay de Thales Research et Technology.

Pour finir, je remercie infiniment mes parents, ma sœur, mon frère, ma belle-famille et ma grande famille qui m'ont vivement encouragée malgré la distance. Enfin, je tiens à remercier mon mari Hassen et mon fils Mazen, pour le soutien et la motivation qu'ils m'apportaient durant cette thèse.

Table des matières

Liste des publications et communications *7*

Introduction générale *10*

1. Chapitre 1 - Généralités sur les nanofibres optiques *14*

1.1. Introduction **14**

1.2. Définition et principales applications **14**

1.2.1. Définition 14

1.2.2. Exemples d'applications utilisant des nanofibres optiques 15

1.3. Propagation linéaire de la lumière dans la nanofibre et ses tapers **17**

1.3.1. Modèle scalaire et modèle vectoriel 17

1.3.2. Propagation dans la fibre optique non étirée 18

1.3.3. Propagation dans les tapers 19

1.3.3.1. Modélisation du guidage dans les tapers *19*

1.3.3.2. Adiabaticité des tapers *21*

1.3.4. Propagation dans la nanofibre 24

1.4. Fabrication d'une nanofibre optique de silice **26**

1.4.1. Modélisation de l'étirage 26

1.4.2. Techniques de chauffage 28

1.4.3. Techniques d'étirage des nanofibres 30

1.4.4. Différents profils de taper 33

1.4.5. Présentation du banc d'étirage développé par le groupe Photonique Non Linéaire 35

1.4.5.1. Trajectoire des platines de translation *35*

1.4.5.2. Description du banc d'étirage *36*

1.5. Conclusion du chapitre 1 ..... **38**

2. Chapitre 2 - Diffusion Raman stimulée dans le champ évanescent d'une nanofibre baignée dans un liquide *41*

2.1. Introduction **41**

2.2. Généralités sur la diffusion Raman **42**

2.2.1. Description qualitative de la diffusion Raman spontanée 42

2.2.2. Description qualitative de la diffusion Raman stimulée 44

2.2.3. Cascade Raman 44

2.2.4. Spécificités des liquides 44

2.3. Diffusion Raman stimulée dans le champ évanescent **45**

2.3.1. Étude du gain Raman modal 45

2.3.2. Équations de propagation non linéaire 49

2.3.3. Définition du seuil Raman 51

2.4. Première démonstration de la diffusion Raman stimulée évanescente **52**

2.5. Conclusion du chapitre 2 ..... **53**

3. Chapitre 3 - Conception et réalisation d'un convertisseur de longueur d'onde basé sur une nanofibre baignée dans un liquide Raman *55*

3.1. Introduction **55**

3.2. Dimensionnement d'un convertisseur Raman évanescent **56**

3.2.1. Dimensionnement de la nanofibre 56

3.2.2. Fibres optiques standard utilisées 58

3.2.3. Dimensionnement des tapers 59

3.3. Estimation des incertitudes de la géométrie du convertisseur fabriqué **61**

3.4. Montage expérimental **64**

3.5. Résultats expérimentaux 66
3.5.1. Spectre de sortie du convertisseur 66
3.5.2. Modes de sortie du convertisseur à 532 nm et 630 nm 67
3.5.3. Efficacité du convertisseur Raman évanescent 67
3.5.4. Études systématiques des performances des convertisseurs 69
3.5.5. Domaine de fonctionnement des convertisseurs 70
3.5.6. Calcul et exploitation du paramètre γ 71
3.5.7. Utilisation d'une fibre monomode dans le visible 74
3.5.8. Tests avec un autre liquide 76
3.6. Étude expérimentale des seuils de dommage optique de la nanofibre 78
3.7. Conclusion du chapitre 3 83
4. Chapitre 4 - Réalisation d'une source de paires de photons corrélés utilisant une non-linéarité de surface d'ordre 2 dans une nanofibre optique : études préliminaires 86
4.1. Introduction 86
4.2. Bases théoriques et choix réalisés 88
4.2.1. Mécanismes non linéaires pour la génération de paires de photons 88
4.2.2. Accord de phase modal en fluorescence paramétrique 88
4.2.3. Estimation du rendement de conversion 90
4.2.4. Choix de la fibre 92
4.2.5. Étude de la fibre SM1500SC 94
4.2.6. Conversion d'un mode fondamental gaussien vers le mode LP_{11} 97
4.2.7. Sélection du mode TM_{01} 99
4.3. Mises en œuvre expérimentales 100
4.3.1. Tests d'étirage de la fibre SM1500SC 100
4.3.2. Montage préliminaire de contrôle des modes 102
4.3.2.1. Caractérisation de la lame de phase 102
4.3.2.2. Premières observations du mode LP_{11} 102
4.4. Étude du vieillissement des nanofibres 104
4.5. Conclusion du chapitre 4 108
Conclusion générale et perspectives 111
Bibliographie et webographie 115
Table des figures 121
Liste des tables 127
ANNEXE A : Modèle vectoriel de propagation de la lumière dans une fibre à deux couches à saut d'indice 129
A.1 Équations de Maxwell 129
A.2 Equations d'onde vectorielles 129
A.3 Principe de la résolution des équations vectorielles 130
A.4 Solutions exactes des équations d'onde vectorielles dans le cas d'une fibre à deux couches à un saut d'indice 131
A.3.1 Modes TM 133
A.3.2 Modes TE 133
A.3.3 Modes hybrides (HE et EH) 133
ANNEXE B : Modèle scalaire de propagation de la lumière dans une fibre multicouche à saut d'indice 136
B.1 Cas d'une fibre à deux couches 136

B2. Cas d'une fibre à 3 couches 137
B2.1 Modes de cœur 137
B2.2 Modes de gaine 138
B3. Cas d'une fibre à 4 couches 139
B3.1 Modes de cœur 139
B3.2 Modes de gaine 140

Liste des publications et communications

Publication dans des revues internationales avec comité de lecture

2019

A1. M. Bouhadida, J. C. Beugnot, P. Delaye, K. Phan Huy and S. Lebrun, "Highly efficient and reproducible evanescent Raman converters based on a silica nanofiber immersed in a liquid", Appl. Phys. B, vol. 125, p. 228 (Novembre 2019).

2020

A2. M. Bouhadida, J. C. Beugnot, P. Delaye, K. Phan Huy and S. Lebrun, "Conception and reproducibility study of efficient Raman converters based on a nanofiber immersed in a liquid", Proc. SPIE 11264, Nonlinear Frequency Generation and Conversion: Materials and Devices XIX, 112641L (Mars 2020).

Publications dans des actes de congrès avec comité de lecture

Souligné : présentateur.rice

2018

C1. M. Bouhadida, A. Azzoune, P. Delaye, N. Dubreuil, G. Pauliat, and S. Lebrun. "Optical characterization of a nanofiber immersed in a Raman liquid", Optics and Photonics Algeira – OPAL 2018, Oran, Algérie (2018). **Oral**

C2. A. Azzoune, P. Delaye, S. Lebrun, M. Bouhadida, and G. Pauliat. "Submicrometer measurements of tapered optical fibers with low aperture optical microscopes", Optics and Photonics Algeira – OPAL 2018, Oran, Algérie (2018). **Oral**

C3. A. Azzoune, P. Delaye, S. Lebrun, M. Bouhadida et G. Pauliat, "Mesure par microscopie optique de fibres optiques étirées avec une résolution nanométrique", 38èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG38), Congrès Optique Toulouse 2018, France (juillet 2018). **Oral**

C4. M. Bouhadida, A. Azzoune, P. Delaye, N. Dubreuil, G. Pauliat, and S. Lebrun, "Contribution to the study of Raman effect in the evanescent field of a nanofiber immersed in a liquid", European Optical Society Annual Meeting 2018 Delft, Pays-Bas (2018). **Oral**

C5. A. Azzoune, P. Delaye, S. Lebrun, M. Bouhadida and G. Pauliat, "Optical in-situ measurement of tapered optical fibers with nanometric resolution", European Optical Society Annual Meeting 2018 Delft, Pays-Bas (2018). **Poster**

2019

C6. A. Azzoune, P. Delaye, S. Lebrun, M. Bouhadida, G. Pauliat, "Overcoming the diffraction limit of optical microscopes for measuring tapered optical fibers", Conference on Lasers and Electro-Optics OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2019), paper JTh2A.102, San Jose, California United States (2019). **Poster**

C7. M. Bouhadida, A. Azzoune, G. Pauliat, P. Delaye, and S. Lebrun, "Vers une source de paires de photons corrélés autour de 1,5 µm utilisant des non-linéarités de surface dans

des nanofibres de silice", Congrès Général de la Société Française de Physique, Nantes (2019). **Oral**

C8. M. Bouhadida, A. Azzoune, G. Pauliat, P. Delaye, and S. Lebrun, "A first step towards an optimized nanofiber design for the generation of correlated photons pairs around 1550 nm", ICO&IUPAP-C17 Topical Meeting on OPTIcs and Applications to Sustainable Development (OPTISUD) Carthage, Tunisie (2019). **Prix de la meilleure présentation orale**

2020

C9. M. Bouhadida, J. C. Beugnot, P. Delaye, K. Phan Huy and S. Lebrun, "Conception and reproducibility study of efficient evanescent Raman converters based a nanofiber immersed in a liquid", Photonics West, San Francisco, United States (2020). **Oral**

C10. M. Bouhadida, S. Lebrun, "Long-time optical transmittance measurements of silica nanofibers", EOSAM, Porto, Portugal (2020) . **Oral**

C11. M. Bouhadida, S. Lebrun, "Laser-induced breakdown measurements of silica nanofibers in air and immersed in water, ethanol and isopropanol", EOSAM, Porto, Portugal (2020). **Oral**

C12. M. Bouhadida, A. L. Coutrot and S. Lebrun, "Control of Raman threshold for efficient wavelength converters based on nanofibers immersed in liquids", METANANO, Tbilisi, Georgia (2020). **Oral**

Introduction générale

Une nanofibre optique est un guide d'onde de forme cylindrique dont le diamètre est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde optique. Elle est obtenue en étirant à chaud une fibre optique standard jusqu'à atteindre le diamètre souhaité. La partie centrale, la nanofibre à proprement parler, est alors reliée aux sections non étirées de la fibre standard par des zones évasées habituellement appelées tapers. Les méthodes de fabrication d'une nanofibre optique, ses caractérisations et ses applications ont été largement décrites dans la littérature. Grâce à ses propriétés originales de propagation de la lumière ce composant, d'apparence simple et fragile, est de plus en plus utilisé en photonique pour différentes applications. Généralement étirée à partir d'une fibre optique standard de silice utilisée pour les télécommunications, la nanofibre optique peut être facilement insérée dans les réseaux optiques fibrés avec de très faibles pertes d'insertion. Le champ électromagnétique qui s'y propage, du fait du diamètre sub-micrométrique de la nanofibre, y est très fortement confiné. De plus son profil d'intensité peut également présenter une partie évanescente intense, pouvant sonder le milieu extérieur. Cette dernière propriété a d'ailleurs permis de développer des composants photoniques tels que des capteurs, ou encore de réaliser des expériences de manipulation d'atomes en optique quantique.

La nanofibre est aussi un composant intéressant pour la réalisation d'effets non linéaires. Ces effets peuvent être excités dans la nanofibre de silice, la réalisation de supercontinuum étant l'étude probablement la plus aboutie que l'on peut trouver dans la littérature. L'utilisation du champ évanescent pour réaliser des effets non linéaires dans le milieu extérieur à la nanofibre reste quant à lui encore très peu exploité. Seul l'effet Kerr optique et la diffusion Raman stimulée dans un liquide ont à notre connaissance été mis en évidence. Ce dernier effet avait été observé lors d'une thèse précédente dans le groupe Photonique Non Linéaire. C'est cette voie que nous avons souhaité approfondir dans la première partie de ma thèse consacrée à l'étude de la conversion de longueur d'onde par diffusion Raman stimulée dans le champ évanescent d'une nanofibre immergée dans un liquide.

Dans un premier chapitre nous introduisons les nanofibres optiques et décrivons les modèles que nous avons mis en place pour décrire la propagation linéaire des modes dans la nanofibre et ses tapers. Nous décrivons à la suite l'étireuse de nanofibres qui avait été réalisée précédemment. Dans le second chapitre, après des rappels sur la diffusion Raman, nous décrivons le gain Raman modal et établissons les équations de propagation non linéaires. Nous définissons alors le seuil Raman évanescent qui va nous permettre de dimensionner nos nanofibres. Nous concluons ce chapitre en présentant

les résultats de la première expérience de diffusion Raman stimulée dans le champ évanescent d'une nanofibre immergée dans de l'éthanol.

Le troisième chapitre est tout d'abord consacré à la description de la conception de nos convertisseurs de longueur d'onde. Nous présentons ensuite le montage expérimental et les performances obtenues sur un grand nombre de convertisseurs. Les expériences sont menées en régime sub-nanoseconde, avec un faisceau de pompe émettant à 532 nm et le principal liquide utilisé est l'éthanol, dont le premier ordre Stokes est émis à 630 nm. Ces études nous permettent de définir un domaine de fonctionnement des convertisseurs, borné par le seuil Raman et le seuil de dommage optique. Dans la suite nous discutons en détail de ce ces deux limites.

La seconde partie de ce manuscrit, présentée dans le quatrième chapitre, concerne l'utilisation d'un autre effet non linéaire dans une nanofibre, la fluorescence paramétrique, pour la réalisation de paires de photons corrélés autour de 1,5 µm. Ces études ont été réalisées dans le cadre du projet ANR FUNFILM (acronyme signifiant **FU**nctionnalized of **N**anoFiber for **I**n-line **L**ight **M**anipulation), en collaboration avec le groupe Optique Non Linéaire de l'Institut FEMTO-ST à Besançon et l'entreprise Thales Research and Technology (Laboratoire Ondes et Traitement du Signal et Laboratoire Chimie et Matériaux Multifonctionnels). En quelques mots, le but de ce projet est de proposer une nouvelle famille de composants optiques “en ligne” à partir d’une plateforme générique, une nanofibre. Afin de démontrer l’intérêt de ces nouveaux composants, chaque partenaire a envisagé une application : la conception de capteurs à ondes acoustiques de surface pour FEMTO-ST, la génération de peignes de fréquences pour TRT et la génération de paires de photons corrélés autour de 1,5 µm pour l’IOGS. Mes travaux de thèse contribuent donc à cette dernière application.

La silice étant un matériau centrosymétrique, il n'existe pas de non-linéarité du second ordre dans sa forme massive. En revanche, à la surface de la nanofibre, la brisure de symétrie permet d'exciter une non-linéarité du second ordre de surface. C'est cette propriété que nous souhaitons mettre en évidence. La silice étant un matériau isotrope, un accord de phase par biréfringence n'est pas possible et la solution proposée est d'utiliser un accord de phase modal. L'accord de phase devra être réalisé entre une onde de pompe émise sur un mode d'ordre supérieur de la nanofibre, le mode TM_{01}, et les ondes signal et complémentaire émises sur le mode fondamental HE_{11}. Un des avantages de cette technique est que signal et complémentaire pourront se recoupler avec un minimum de pertes dans la fibre standard non étirée du réseau. L'une des difficultés est d'exciter et de contrôler l'injection de la pompe sur ce mode d'ordre supérieur.

Après avoir présenté les bases théoriques de cet accord de phase et du rendement de conversion, nous discutons du choix de la fibre à utiliser et de la technique de conversion de modes. Nous décrivons ensuite les premières expériences réalisées sur les tirages des nanofibres et l'observation des modes d'ordre supérieur. L'évolution de la transmission des nanofibres au cours du temps est un paramètre important pour de nombreuses applications et en particulier dans notre cas, où les faibles rendements de conversion nécessiteront des temps d'acquisition longs. Nous avons ainsi réalisé une étude du vieillissement de nanofibres optiques en regardant l'influence de différents moyens de stockage. Cette étude est présentée en fin du manuscrit, précédant la conclusion générale et les perspectives de ces travaux.

1. Chapitre 1 - Généralités sur les nanofibres optiques

1.1. Introduction

Comme nous l'avons déjà annoncé dans l'introduction générale, nos travaux concernent l'étude de nanofibres optiques de silice pour la réalisation de deux applications innovantes : la conversion de longueur d'onde dans le visible à base d'une nanofibre baignée dans un liquide Raman et la génération d'une source de paires de photons corrélés pour les télécommunications quantiques.

Dans ce chapitre, nous débutons par définir la nanofibre optique et citer les principales applications qui exploitent son fort confinement de lumière et son champ évanescent intense. Nous présentons à la suite les outils théoriques et expérimentaux utilisés pour fabriquer nos nanofibres. Nous exposons ainsi les modèles choisis pour décrire la propagation de la lumière tout le long de ce composant en régime linéaire. Nous détaillons ensuite le principe de l'étirage des nanofibres de silice et présentons notre banc d'étirage développé au laboratoire Charles Fabry, qui permet de répondre aux besoins de nos applications.

1.2. Définition et principales applications

Dans cette partie, nous allons définir la nanofibre optique de silice et citer quelques exemples d'applications qui ont utilisé ses propriétés originales.

1.2.1. Définition

Une nanofibre optique de silice est un guide cylindrique d'onde lumineuse ayant un diamètre égal ou inférieur à la longueur d'onde. Elle est obtenue par l'étirage à chaud d'une fibre optique standard de silice [Birks1, Tong]. Comme on peut le voir en Figure 1.1, on distingue plusieurs zones sur le composant ainsi réalisé : la zone centrale ayant un diamètre sub-micrométrique uniforme, est reliée de part et d'autre à deux zones de transition, reliées elles-mêmes aux extrémités de la fibre optique standard. Dans la suite du manuscrit, on appellera "nanofibre" la zone centrale et "tapers" les zones transitoires.

La fibre optique standard comprend un cœur de silice dopé entouré d'une gaine de silice. Les diamètres du cœur et de la gaine sont respectivement, pour la fibre SMF28 (fibre standard utilisée pour les télécommunications optiques) de 10 µm et 125 µm. Comme l'illustre la Figure 1.1, les rayons du cœur et de la gaine de la fibre optique sont réduits séquentiellement tout le long du taper engendrant la disparition du cœur de la fibre initiale à l'entrée de la nanofibre. On peut alors considérer qu'on passe d'un

guidage "cœur de silice/gaine de silice" à un guidage "gaine de silice/milieu externe". Dans une fibre optique standard, la lumière est guidée par réflexion totale interne dans le cœur de silice dopé. L'indice de réfraction du cœur dopé doit ainsi être plus élevé que celui de la gaine de silice. La lumière est isolée du milieu externe grâce à la gaine de silice. En revanche, le guidage de la lumière dans la nanofibre est un guidage par réflexion totale interne assuré par le contraste entre les indices de réfraction de la gaine de silice et du milieu externe. L'indice de réfraction de la gaine doit être plus élevé que celui du milieu externe.

En guise d'illustration des propriétés originales du mode optique se propageant dans la nanofibre, et comme nous le détaillerons plus loin, nous avons par exemple 63% de lumière dans la nanofibre et 37% à l'extérieur pour une nanofibre ayant un rayon de 150 nm à une longueur d'onde 532 nm. Pour comparaison, dans la fibre de silice non étirée, plus de 99% de la lumière se propage dans le cœur.

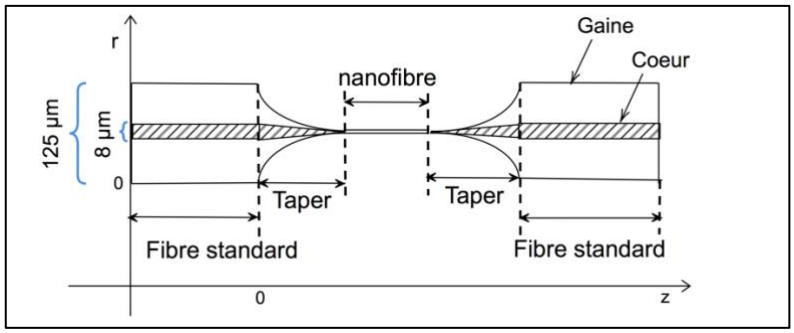


Figure 1.1 Schéma de la nanofibre optique de silice ; les rayons du cœur et de la gaine de la fibre optique diminuent avec le même rapport de réduction dans la zone du taper.

Nous citons quelques exemples dans le paragraphe suivant d'applications utilisant les nanofibres optiques.

1.2.2. Exemples d'applications utilisant des nanofibres optiques

Les propriétés originales de la nanofibre optique la rendent largement exploitée pour différentes applications [Tong, Brambilla]. En effet, le fort confinement de la lumière nous permet d'exciter des effets non linéaires. On cite principalement la génération de supercontinuum [Birks2]. Birks et al. ont prouvé par exemple qu'à l'aide d'impulsions fs de 300 mW de puissance moyenne, on arrive à générer un supercontinuum dont le spectre s'étend de 370 nm à 1545 nm en utilisant une nanofibre de 2 µm de diamètre. Dans cette étude, on voit par ailleurs que le diamètre de la nanofibre est un très bon moyen de contrôler la dispersion chromatique pour la gestion de l'accord de phase. D'autres applications ont été réalisées grâce au fort confinement de lumière que la nanofibre procure telles que la génération de la seconde et de la troisième harmonique

[Laegsgaard] et la génération des paires de photons corrélés par mélange à quatre ondes [Cui]. Ces applications seront plus détaillées dans le quatrième chapitre.

Le champ évanescent a été utilisé pour plusieurs applications et notamment pour la conception de capteurs. On cite par exemple les capteurs biochimiques [Warken], les capteurs par fluorescence de particules à la surface [Stiebeiner], les capteurs sensibles à l'indice de réfraction du milieu externe tels que les capteurs de fluides [Polynkin] et d'humidité [Zhang]… Le champ évanescent intense de la nanofibre permet aussi de piéger et de manipuler des atomes ou des nano-particules et il existe une littérature abondante sur ces applications de piégeage [Le Kien, Frawley, Brambilla]. La flexibilité des nanofibres a aussi permis de développer des géométries originales avec différentes géométries comme la boucle [Sumetsky1], le noeud [Jiang], ou la bobine [Sumetsky2]. D'autres travaux ont également permis de mettre en évidence des ondes de surface inédites dans les nanofibres grâce à la diffusion Brillouin [Beugnot].

Cependant, il y a très peu d'études sur les non-linéarités excitées dans le champ évanescent de la nanofibre, que j'appellerai dans la suite "non-linéarités évanescentes". À ce jour, seules deux études expérimentales ont été faites. Il s'agit de la première démonstration de la diffusion Raman stimulée dans le champ évanescent d'une nanofibre baignée dans un liquide [Shan] et de l'observation de l'effet Kerr évanescent [Fanjoux]. L'utilisation d'un milieu externe pour enrober la nanofibre offre un degré de liberté supplémentaire pour le contrôle du guidage de la lumière ouvrant ainsi un vaste champ de nouvelles expériences en optique non-linéaire. Il est possible d'utiliser des gaz, des solides comme des enrobages polymères ou des liquides et c'est d'ailleurs cette dernière possibilité que nous continuons d'exploiter dans ces travaux de thèse.

Comme autres alternatives, des nanofibres fabriquées à partir d'autres matériaux que la silice tels que des chalcogénures ont été réalisées et ont permis d'augmenter très fortement les non-linéarités [Mägi]. Des nanofibres dopées au graphène ont aussi été testées pour la réalisation d'effets optiques non-linéaires à faible seuil [Meng].

Dans cette partie, nous avons défini la nanofibre optique de silice et cité des exemples d'applications qui mettent en évidence son fort confinement de la lumière ainsi que son champ évanescent intense.

Nous décrivons dans la partie suivante le modèle de propagation de la lumière tout le long du composant.

1.3. Propagation linéaire de la lumière dans la nanofibre et ses tapers

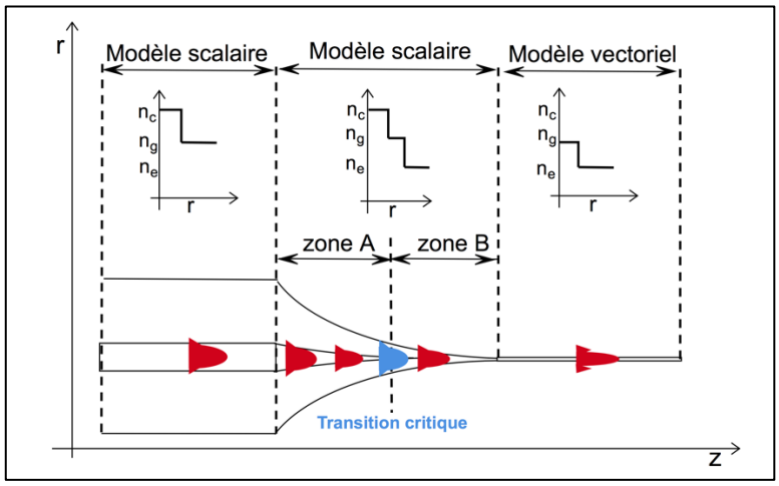


Figure 1.2 Propagation linéaire de la lumière tout le long du composant ; n_c, n_g et n_e : indices de réfraction du cœur de la fibre, de la gaine de la fibre et du milieu externe.

La Figure 1.2 illustre les différentes zones de guidage de la lumière tout le long du composant. Nous étudions dans la suite une fibre à saut d'indice. Dans ce paragraphe, nous précisons et justifions, pour chaque zone illustrée, le modèle de propagation considéré. Nous commençons par introduire les modèles scalaire et vectoriel. Nous enchaînons ensuite avec la modélisation de la propagation lumineuse dans la fibre optique standard, puis dans le taper et finalement dans la nanofibre.

1.3.1. Modèle scalaire et modèle vectoriel

Commençons par introduire les deux modèles de propagation que nous allons considérer tout le long de ce manuscrit : le modèle scalaire et le modèle vectoriel. Nous nous basons sur les théories du guidage et de la propagation de lumière explicitées par Bures, Snyder et Love [Bures, Snyder]. Nous nous plaçons dans le cas d'un guide d'onde lumineuse cylindrique multicouches avec une propagation par réflexion totale interne (l'indice de réfraction de la couche interne est plus élevé que celui de la couche externe). Le mode optique est caractérisé à la fois par son profil du champ et par sa constante de propagation longitudinale β. Ce paramètre β permet de déterminer l'indice effectif n_{eff} du mode optique défini par $n_{eff} = \frac{\beta}{k_0}$ où $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ est la constante de propagation dans le vide. On calcule β en utilisant l'équation d'onde déduite des équations de Maxwell (voir Annexe A).

Les modes vectoriels sont les modes optiques qui donnent les solutions exactes de cette équation d'onde. Les composantes du champ électrique sont notées (e_r, e_ϕ, e_z) et celles du champ magnétique sont notées (h_r, h_ϕ, h_z) où r, ϕ et z sont respectivement les

coordonnées radiale, azimutale et longitudinale du repère cylindrique. Ils sont classés en trois familles : les modes hybrides HE et EH dont les six composantes sont non nulles, les modes transverses électriques TE avec $e_z = 0$ et les modes transverses magnétiques TM avec $h_z = 0$.

Lorsque l'écart entre les indices de réfraction de deux couches successives du guide cylindrique est relativement petit, l'approximation du ''guidage faible'' peut être prise en considération. Ainsi, les composantes selon z peuvent être négligées par rapport aux composantes transverses des champs. Ceci nous conduit vers une équation d'onde simplifiée qu'on appelle l'équation d'onde scalaire. Dans l'approximation du guidage faible, les indices effectifs de certains modes deviennent très proches et on parle alors de dégénérescence des modes vectoriels en modes scalaires notés LP_{lm} (voir Annexe B). Chaque mode LP_{lm} peut s'exprimer en fonction d'une combinaison de modes vectoriels comme décrit dans le Tableau 1.1. Il existe également une dégénérescence en polarisation sur laquelle nous reviendrons plus loin.

Mode linéairement polarisé	Famille correspondante des modes vectoriels
LP_{0m}	$HE_{1\,m}$
LP_{lm} avec $l \leq m$	$HE_{l+1\,m}$, $TE_{l-1\,m}$, $TM_{l-1\,m}$
LP_{lm} avec $l > m$	$HE_{l+1\,m}$, $EH_{l-1\,m}$

Tableau 1.1 Correspondances entre modes LP et modes vectoriels.

Par exemple, le mode fondamental LP_{01} correspond au mode vectoriel HE_{11} et le mode d'ordre supérieur LP_{11} correspond à la combinaison des modes vectoriels TE_{01}, TM_{01} et HE_{21}.

1.3.2. Propagation dans la fibre optique non étirée

Le faisceau lumineux est initialement injecté dans la fibre optique standard. Cette zone est représentée par un guide cylindrique optique invariant selon z possédant trois couches : le cœur de la fibre avec un rayon r_{co} et un indice de réfraction n_c, la gaine de la fibre avec un rayon r_0 et un indice de réfraction n_g et le milieu externe d'indice de réfraction n_e. Comme le diamètre de la gaine est beaucoup plus grand que celui du cœur (voir Figure 1.1), le mode optique sur lequel la lumière se propage ne voit pas le milieu externe. Ainsi, nous pouvons supposer que la fibre optique standard constitue un modèle à deux couches uniquement : le cœur et la gaine de la fibre, supposée alors infinie. Le profil d'indice des fibres que nous étudions dans nos travaux est un profil à saut d'indice représenté dans la Figure 1.2. Nous considérons le modèle scalaire pour

cette zone de fibre optique standard puisque $\Delta n = n_c - n_g$ est généralement très faible. Le modèle de propagation de lumière dans la fibre optique standard est alors un modèle scalaire à deux couches. Nous nous basons sur les références [Bures, Snyder] afin de calculer les indices effectifs des modes scalaires transportant la lumière dans cette fibre optique standard. L'équation d'onde scalaire est résolue dans chacune des couches (couche du cœur et couche de la gaine). La continuité des composantes tangentielles des champs E et H sont étudiées à l'interface cœur/gaine, nous conduisant vers une équation aux valeurs propres. Cette équation aux valeurs propres nous permet de déterminer la constante de propagation longitudinale β. La démarche détaillée de la détermination de β pour un modèle scalaire à deux couches est explicitée en Annexe B. Le nombre de modes scalaires que peut supporter la fibre optique standard est précisé grâce à la fréquence normalisée $V = k_0\, r_{co}\sqrt{n_c^2 - n_g^2}$. Notons que le mode scalaire fondamental LP_{01} se propage toujours dans n'importe quelle fibre optique standard à saut d'indice à deux couches. Pour que la fibre supporte uniquement ce mode, il faut que $V < 2{,}045$.

Après avoir parcouru la zone de la fibre optique standard en modèle scalaire à deux couches, le faisceau lumineux entre dans le taper.

1.3.3. Propagation dans les tapers

Dans ce paragraphe, nous allons modéliser la propagation de la lumière dans le taper et introduire le critère d'adiabaticité indispensable pour fabriquer les tapers.

1.3.3.1. Modélisation du guidage dans les tapers

Tout le long du taper, le rayon de la gaine et le rayon du cœur diminuent progressivement. Nous utilisons la théorie des modes locaux où le profil des tapers est modélisé par une succession de tronçons cylindriques de même longueur z_L et dont les rayons de cœur et de gaine diminuent d'un facteur R_o, choisi constant (voir Figure 1.3). Nous calculons les modes sur chaque tronçon cylindrique en considérant qu'il est infiniment long. Cette méthode permet de définir un critère d'adiabaticité simple, que nous allons présenter dans la suite. Cette partie transitoire est assimilée à un modèle à trois couches : la couche du cœur de la fibre, la couche de gaine de la fibre et la couche du milieu externe. Afin de modéliser l'onde lumineuse traversant le taper, nous devons résoudre l'équation d'onde pour chacune des couches et assurer la continuité des composantes tangentielles des champs électriques et magnétiques à l'interface cœur/gaine et à l'interface gaine/milieu externe sur les tronçons de fibres cylindriques de longueur z_L.

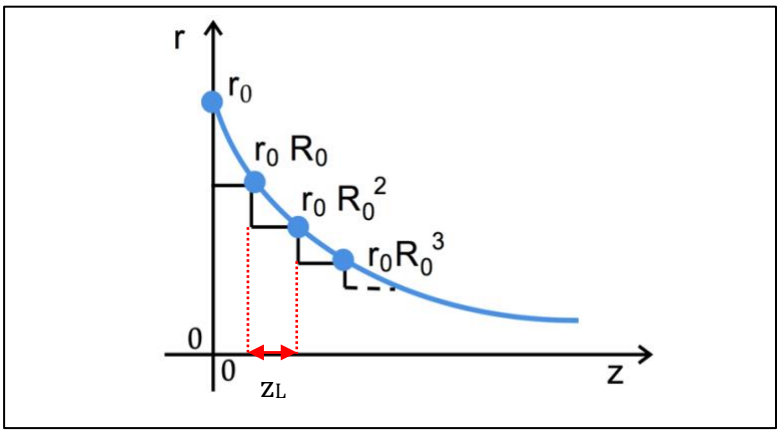


Figure 1.3 Modélisation du taper sous forme de tronçons de fibres cylindriques de même longueur z_L.

Dans les tapers, le mode reste principalement confiné dans la silice (cœur ou gaine) et voit relativement peu le milieu externe. Le modèle scalaire à trois couches est bien adapté pour décrire sa propagation. Le modèle vectoriel serait, certes, plus précis mais il est très lourd à mettre en œuvre pour un apport modeste. On considère alors le modèle scalaire au lieu du modèle vectoriel dans le cas du taper.

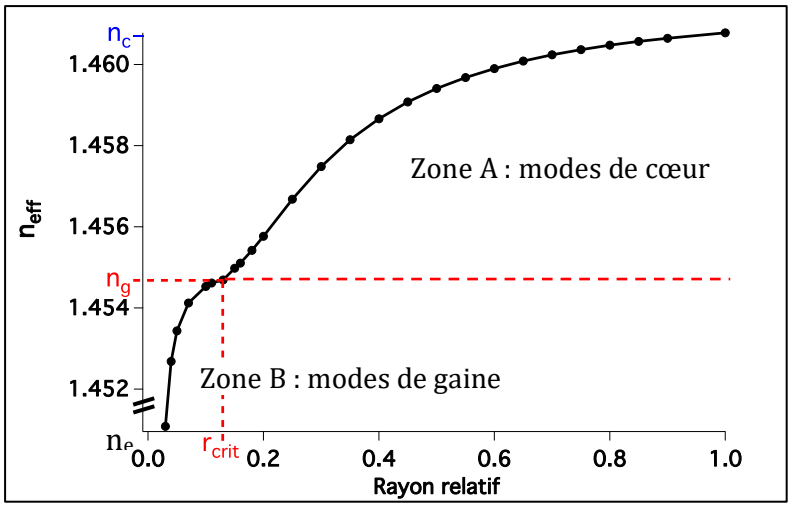
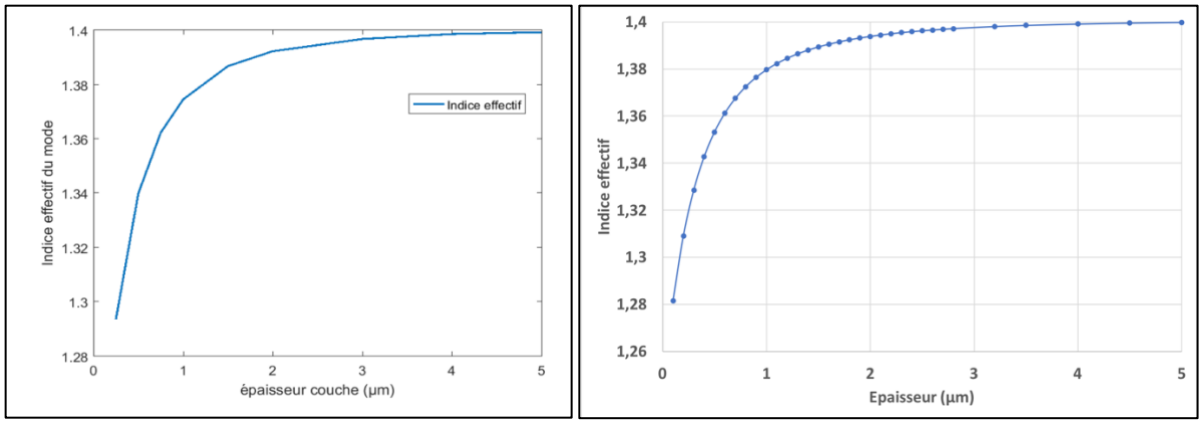


Figure 1.4 Variation de l'indice effectif n_{eff} en fonction du rayon relatif tout le long du taper ; n_c, n_g, n_e : indice de réfraction du cœur de la fibre, de la gaine de la fibre et du milieu externe ; r_{crit} : rayon relatif critique délimitant les zones A et B.

Nous avons tracé dans la Figure 1.4 la variation de l'indice effectif du mode fondamental scalaire LP_{01} en fonction du rayon relatif tout le long d'un taper typique fabriqué à partir de la fibre optique SMF28 (ref. Corning [siteweb1]) à $\lambda_p = 532$ nm. Le rayon relatif est défini comme le rapport entre le rayon de la gaine et le rayon de gaine initial r_0, il varie donc entre 0 et 1. Cette simulation est faite avec le logiciel Mathematica et elle est en bonne adéquation avec les simulations réalisées avec le logiciel COMSOL (éléments finis).

À partir d'un certain rayon du taper appelé rayon critique r_c et correspondant au rayon relatif critique $r_{crit} = \frac{r_c}{r_0}$, le cœur devient trop petit et le mode est principalement guidé par l'interface gaine/milieu externe [Bures, Tong]. Ainsi, on peut considérer que le taper est composé de deux zones comme le montre la Figure 1.4 : la zone A où les modes optiques sont des modes de cœur et la zone B où les modes optiques deviennent des modes de gaine. Nous distinguons ces deux zones sur la Figure 1.4 où l'intervalle des rayons relatifs passant du r_{crit} = 0,17 au rayon relatif égal à 1 correspond à des indices effectifs encadrés par n_g et n_c et des modes de cœur (zone A). Le reste de la courbe où n_{eff} est encadré par n_e et n_g correspond aux modes de gaine (zone B).



(a) (b)

Figure 1.5 (a) Simulations du modèle vectoriel à 3 couches faites à TRT; (b) Simulation du modèle scalaire à 3 couches faites à IOGS

Nous avons comparé notre résultat avec celui obtenu par nos partenaires industriels à Thales Research and Technology qui ont assimilé le taper à un modèle vectoriel à trois couches pour le mode HE_{11}. Nos simulations ont été faites pour une nanofibre de silice enrobée d'une couche avec un indice égale à 1,4 et une épaisseur variant de 0 à 5000 nm et placée dans l'air. On voit bien d'après les figures 1.5(a) et 1.5(b), que les deux courbes sont en fait bien superposées. Ceci montre qu'il n'y a pas de différence entre le modèle scalaire à trois couches et le modèle vectoriel à trois couches pour le mode fondamental guidé par le taper.

La description de la propagation linéaire de lumière dans le taper nous mène vers la définition de l'adiabaticité.

1.3.3.2. Adiabaticité des tapers

L'adiabaticité des tapers a été notamment étudiée par Tong et Bures dans leurs références [Tong, Bures]. On souhaite convertir le mode fondamental de la fibre optique

standard en mode fondamental de la nanofibre à travers le premier taper. Le but est de minimiser les pertes lors de cette conversion de mode et de transférer le maximum d'énergie dans la nanofibre. Le taper qui répond à cette contrainte est appelé taper "adiabatique". La variation de la pente locale du taper est considérée comme une perturbation pour un mode qui perd de l'énergie par couplage avec des modes d'ordre supérieur (voir Figure 1.6). Si cette pente locale est suffisamment faible, les couplages seront minimisés mais en contrepartie le taper sera très long. Il est donc nécessaire de trouver un compromis entre une pente locale suffisamment faible pour limiter les couplages de modes et en même temps suffisamment grande pour avoir des tapers relativement courts.

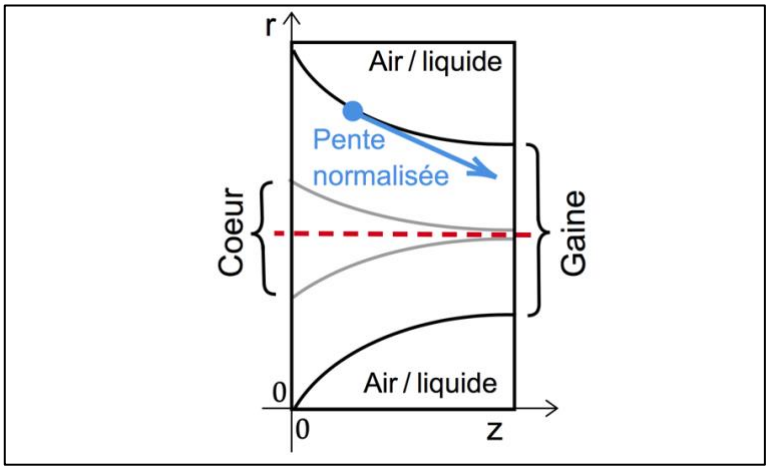


Figure 1.6 Pente locale normalisée $\frac{1}{r}\frac{dr}{dz}$ du taper ; nanofibre entourée d'air ou de liquide.

Plusieurs critères sont utilisés pour modéliser l'adiabaticité mais celui qui est communément adopté est le suivant :

$$\frac{1}{Z_{12}} \geq \frac{1}{r}\frac{dr}{dz} \tag{1.1}$$

$\frac{1}{r}\frac{dr}{dz}$ est la pente locale normalisée du taper représentée dans la Figure 1.6 et Z_{12} est la longueur de battements locale entre le mode considéré et le mode avec la même symétrie azimutale d'ordre le plus proche. Les battements avec les autres modes de même symétrie sont négligés. Z_{12} s'exprime de la façon suivante :

$$Z_{12} = \frac{2\pi}{\|\beta_2 - \beta_1\|} \tag{1.2}$$

β_1 et β_2 sont les constantes de propagation longitudinales des modes en question.

La limite d'adiabaticité est alors définie par l'égalité de l'équation 1.1, en tout point z et pour chaque rayon r, soit $\frac{1}{Z_{12}} = \frac{1}{r}\frac{dr}{dz}$.

On s'intéresse au mode fondamental LP_{01} dans cette partie et on étudie donc son battement avec le mode LP_{02}. On représente dans la Figure 1.7 un exemple de limite d'adiabaticité pour un taper fabriqué à partir de la fibre SMF28 à 532 nm quand le milieu externe est l'air. Les zones adiabatiques et non adiabatiques sont précisées. La pente locale normalisée du taper réalisé expérimentalement doit toujours se situer dans la zone adiabatique tout le long du taper. On remarque qu'il existe pour cette fibre une zone critique à passer autour du rayon relatif de 0,17, qui correspond au passage des modes de cœur vers les modes de gaine.

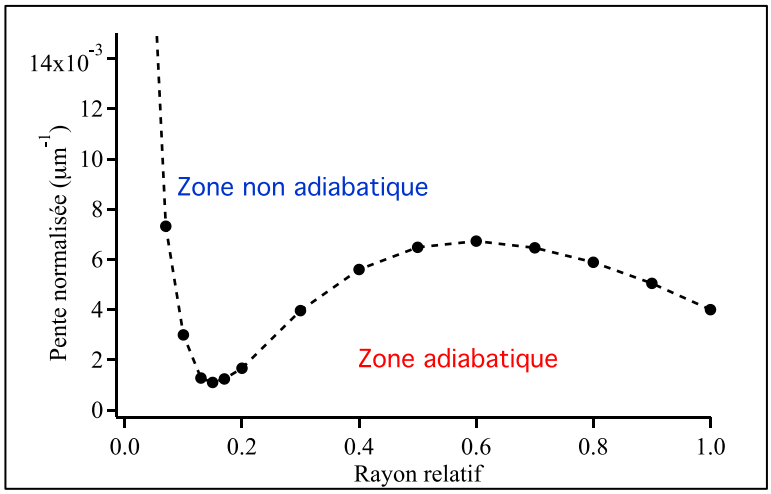


Figure 1.7 Limite adiabatique pour le taper créé à partir de la fibre SMF28 à 532 nm. Cette fibre étant fortement multimode à cette longueur d'onde, on suppose que le taper est précédé d'un filtre monomode à 532 nm.

Nous avons tracé en Figure 1.8 la limite d'adiabaticité pour la fibre SMF28 pour deux longueurs d'onde différentes (532 nm et 630 nm). Cette figure montre que les courbes se translatent vers les grands rayons relatifs lorsque la longueur d'onde augmente.

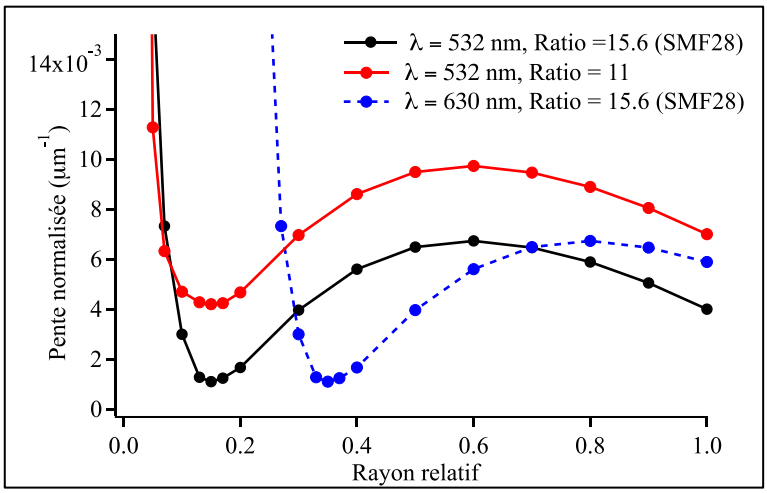


Figure 1.8 Influence du rapport $\frac{r_0}{r_{c0}}$ et de la longueur d'onde sur les courbes d'adiabacité.

Nous avons également représenté la limite d'adiabaticité pour un rapport $\frac{r_0}{r_{c0}}$ plus petit que celui de la SMF28 (courbe rouge), mais avec le même profil d'indice. Nous voyons ainsi que la limite devient moins contraignante lorsque ce rapport diminue.

Après avoir décrit le modèle de propagation linéaire de la lumière tout le long du taper et défini la limite d'adiabaticité, nous allons passer à la zone de la nanofibre.

1.3.4. Propagation dans la nanofibre

Dans la nanofibre, le cœur de la fibre standard est totalement fondu dans la gaine et devient négligeable. La nanofibre peut alors être décrite par un modèle à deux couches, avec un cœur dont l'indice est à présent celui de la gaine de la fibre standard initiale n_g et une gaine constituée par le milieu externe d'indice n_e. Si le milieu externe est de l'air ou un liquide bas indice, la différence entre les indices n_g et n_e de ces deux couches devient élevée. L'équation d'onde scalaire n'est plus adaptée pour modéliser la propagation de la lumière dans la nanofibre [Bures]. Il faut alors utiliser le modèle vectoriel. Les expressions détaillées du modèle vectoriel à deux couches sont explicitées dans l'Annexe A.

La Figure 1.9 illustre les modules au carré du champ électrique $\vec{e}$ et de ses composantes notées e_r, e_φ et e_z pour le mode fondamental vectoriel HE_{11} pour une nanofibre de rayon r_{NF} = 150 nm à une longueur d'onde λ = 532 nm. Le milieu externe dans ce cas est l'air (n_e = 1).

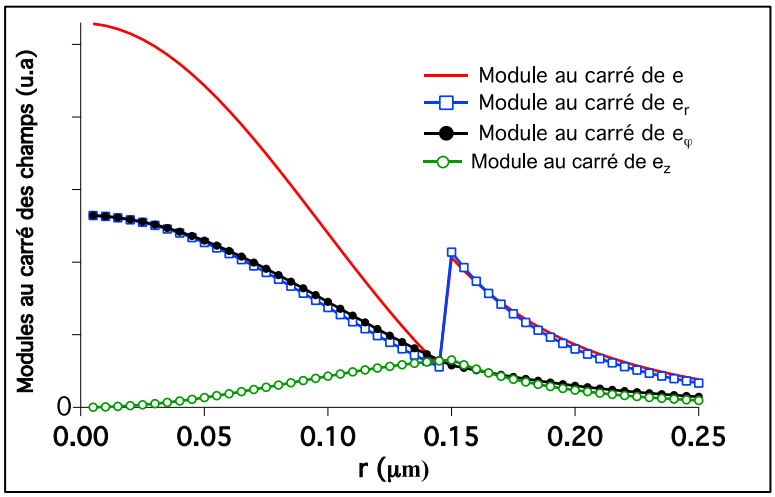


Figure 1.9 Module au carré du champ électrique normalisé d'une nanofibre ayant un rayon de 150 nm pour le mode vectoriel HE_{11} et modules au carré de e_r, e_φ et e_z.

On observe une discontinuité du champ pour le modèle vectoriel à l'interface couche gaine/couche externe. Cette discontinuité est expliquée par le fort contraste d'indices de réfraction entre les deux couches (gaine et milieu externe) [Tong, Bures]. La discontinuité provient de la discontinuité de la composante normale e_r, les composantes tangentielles e_φ et e_z étant toujours continues. L'amplitude de cette discontinuité devient plus important à mesure que le rayon de la nanofibre diminue.

On observe aussi qu'une importante partie du champ électrique est à l'extérieur de la nanofibre, dans le champ évanescent. On notera f_{ev} la fraction de champ évanescent à l'extérieur de la nanofibre. Il s'agit de la fraction de puissance dans le champ évanescent dont l'expression est explicitée dans l'équation 1.3 :

$$f_{ev} = \frac{\iint_{\text{champ évanescent}} (\vec{e} \times \vec{h}).\hat{z}\ dA}{\iint_{\text{surface totale}} (\vec{e} \times \vec{h}).\hat{z}\ dA} \qquad (1.3)$$

$\vec{e}$ et $\vec{h}$ sont les champs électriques et magnétiques du mode vectoriel considéré. Pour une nanofibre droite et uniforme avec une symétrie cylindrique parfaite, l'énergie moyenne est transportée uniquement dans la direction z et on ne considère donc que la composante z du vecteur de Poynting. Le terme au numérateur est le flux de cette composante à travers une surface dA intégrée dans le champ évanescent, donc du rayon de la nanofibre à l'infini. Au dénominateur il s'agit du flux du vecteur de Poynting intégré entre de $-\infty$ à $+\infty$. Cette fraction f_{ev} diminue quand le rayon r_{NF} augmente jusqu'à ce que la majorité de la lumière soit confinée dans le guide ($f_{ev} \approx 0$), ce qui est d'ailleurs le cas pour la fibre optique standard. La Figure 1.10 représente cette fraction évanescente en fonction du rayon de la nanofibre où l'air est le milieu externe.

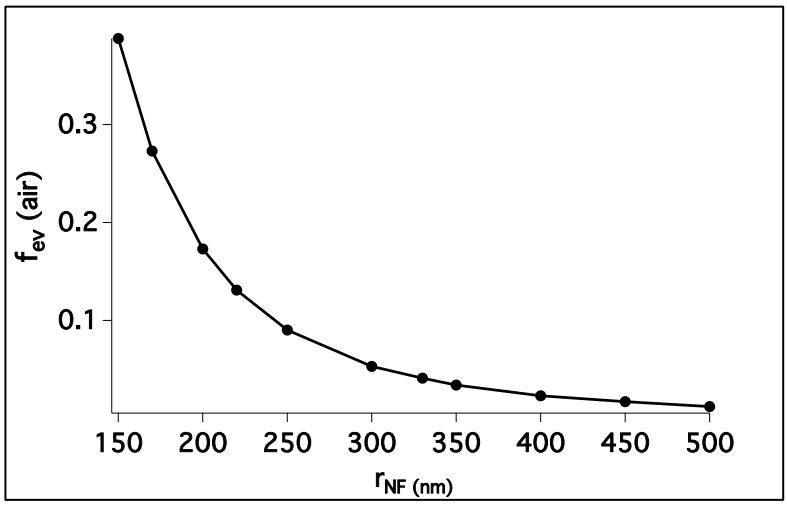


Figure 1.10 Fraction évanescente f_{ev} en fonction du rayon de la nanofibre r_{NF} pour une pompe à 532 nm; le milieu externe étant l'air (n = 1).

Nous avons décrit la propagation linéaire de la lumière depuis son injection dans la fibre optique standard où le modèle est scalaire à deux couches, passant par le taper où le modèle est scalaire à trois couches et enfin par la nanofibre où le modèle est vectoriel à deux couches.

Après avoir détaillé des aspects théoriques généraux, nous exposons dans la partie suivante des aspects technologiques concernant la fabrication de la nanofibre.

1.4. Fabrication d'une nanofibre optique de silice

Dans cette partie, nous commençons par présenter le principe général de l'étirage. Nous citons ensuite les sources de chauffage les plus utilisées et les différentes techniques d'étirage basés sur le chauffage à flamme fixe. Nous décrivons les différents profils des tapers et nous finissons par la description de notre banc d'étirage utilisé pour mener nos travaux.

1.4.1. Modélisation de l'étirage

Afin de modéliser l'étirage, nous nous sommes appuyés sur la référence [Birks1]. La Figure 1.11 montre une illustration du modèle général de l'étirage d'une fibre optique standard de silice. Ce modèle s'appuie sur la conservation de la masse.

Soit AB la section de la fibre optique standard de longueur L_0 and de rayon r_0. Cette section est la zone à chauffer à $t = t_0$ afin d'être ramollie et étirée. On l'appellera dans la suite du texte « longueur de chauffage ». Dans le cas de la silice, la température provoquant le ramollissement de AB est au voisinage de 1100 °C [Tong]. À cette

température, la silice devient dans un état visqueux déformable mais sans s'affaisser sous son propre poids.

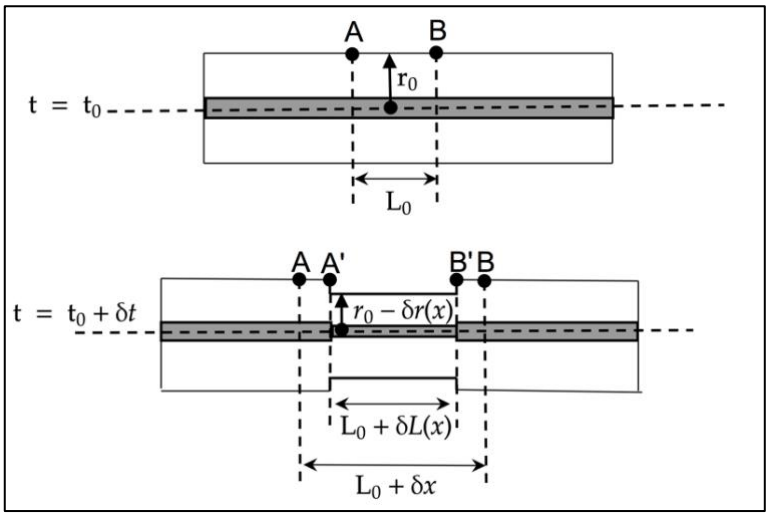


Figure 1.11 Principe général de l'étirage [Birks1] ; δr(x) : taux de réduction du rayon durant δt ; δx : l'élongation durant δt ; $L_0 + \delta L(x)$: longueur de A'B' après un intervalle δt.

A $t = t_0 + \delta t$, AB s'allonge pour atteindre une longueur $L_0 + \delta x$. AB comprend donc la nouvelle zone de chauffage A'B' de longueur $L(x) = L_0 + \delta L(x)$ et deux sections AA' et BB' débutant les sections des tapers. AA' et BB' gardent le rayon r_0 et A'B' a un rayon $r = r_0 - \delta r(x)$ où $\delta r(x)$ est le taux de réduction du rayon durant δt après une extension δx de AB. À la fin de l'étirage, la longueur finale de chauffage L sera égale à la longueur de la nanofibre L_w et le rayon final r sera égal au rayon de la nanofibre r_{NF}.

Au cours du tirage, la longueur L(x) est soumise à deux contraintes :

$$L > 0 \quad \text{et} \quad \frac{dL}{dx} \leq 1 \tag{1.4}$$

La première contrainte indique que la zone de chauffage doit toujours être positive, même si elle peut augmenter ou diminuer au cours de l'étirage. La deuxième contrainte permet d'éliminer le risque d'un réchauffement des sections AA' et BB' qui doivent être solidifiées une fois formées et donc d'une déformation.

Comme établi dans [Birks1] l'étirage d'une fibre optique repose sur deux équations fondamentales. La première équation fondamentale découle de la conservation de la masse (et donc de la conservation du volume de la silice car on considère que la masse volumique ne change pas) dans la zone centrale. En d'autres termes, le volume de AB à $t = t_0$ est égal au volume de AB à $t = t_0 + \delta t$. Cette loi de conservation du volume, valable quels que soient le profil des tapers et de la nanofibre s'écrit comme suit :

$$\pi\,(r_0 - \delta r(x))^2\,(L_0 + \delta x) = \pi\, r_0^2\, L_0 \qquad (1.5)$$

Il en résulte l'équation différentielle suivante, valable après chaque δt de l'étirage correspondant à une extension δx de la section AB :

$$\frac{dr}{dx} = \frac{-r}{2\,L} \qquad (1.6)$$

La deuxième équation fondamentale relie la longueur totale des tapers après chaque δt, notée 2 z_0, à l'extension δx que AB a subi à $t = t_0 + \delta t$, soit :

$$2\,z_0 + L = \delta x + L_0 \qquad (1.7)$$

À la fin de l'étirage, z_0 correspondra à la longueur finale d'un taper L_t. Cette équation est couramment appelée "loi de conservation de la distance". Elle est valable dans le cas des tapers symétriques, tandis que la loi de conservation de masse est valable pour tous profils de tapers.

Maintenant que le principe de l'étirage est expliqué, nous passons aux différentes sources de chauffage.

1.4.2. Techniques de chauffage

Il existe plusieurs techniques de chauffage utilisées pour ramollir la fibre en silice afin de l'étirer. Les trois sources les plus utilisées dans la littérature sont : le laser CO_2, le micro-four thermoélectrique et la flamme.

- Le laser CO_2 (Figure 1.12) :

Grellier a étudié cette source de chauffage dans sa référence [Grellier]. Le faisceau d'un laser à CO_2 est focalisé sur la fibre et balayé sur la zone à étirer grâce à système utilisant un miroir galvanométrique. Le laser est absorbé par la fibre, ce qui provoque son échauffement. La technique du laser CO_2 limite le risque des impuretés pouvant se déposer sur la nanofibre et garantit une haute reproductibilité de fabrication grâce au contrôle précis de la puissance du laser. Cependant, pour des petits diamètres, la température de la nanofibre est très vite évacuée dans l'air. Ainsi, on ne peut plus la chauffer suffisamment, ce qui explique pourquoi on ne peut pas fabriquer des diamètres au-dessous de 1-2 µm.

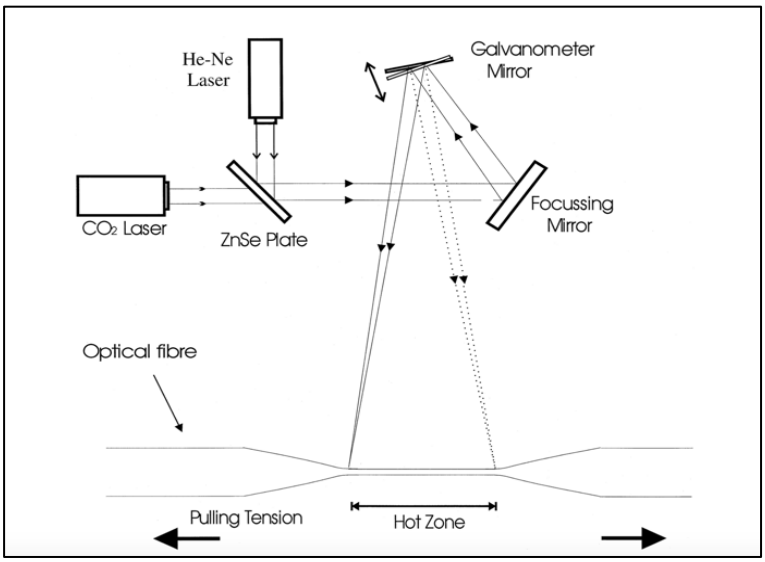


Figure 1.12 Chauffage de la fibre à l'aide d'un laser CO_2 durant l'étirage [Grellier].

- Le micro-four thermoélectrique (Figure 1.13) :

Dans [Shi] la tension électrique appliquée au micro-four thermoélectrique varie entre 200 V et 250 V et permet de contrôler d'une façon précise et efficace la température de la cavité du four. Par exemple, soumettre le four à une tension de 250 V fait monter la température de la cavité du micro-four à 1600 °C. Cependant, le four ne peut pas être considéré comme une source de chauffage ponctuelle comme la flamme car il fait au moins quelques millimètres de large. De plus, la présence des particules volatiles dans le micro-four et qui peuvent se déposer sur la nanofibre risque de la casser. Enfin, le nettoyage du four reste une tache compliquée à faire.

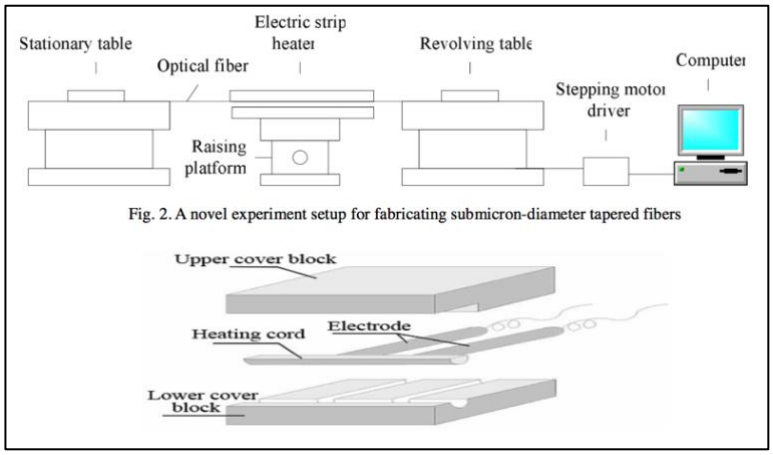


Figure 1.13 Chauffage de la fibre à l'aide d'un micro-four thermoélectrique durant l'étirage [Shi].

- La flamme (Figure 1.14) :

La technique de la flamme est la plus répandue pour étirer les nanofibres. Elle consiste à balayer la zone de chauffage de la fibre à une flamme fixe [Birks1, Tong]. La flamme peut être alimentée par plusieurs mélanges tels que le mélange hydrogène-oxygène [Gattas], le mélange butane-oxygène [Brambilla] et même le mélange butane-air ambiant [Orucevic]. Cette technique permet d'atteindre facilement des températures de l'ordre de 1700 °C qui suffisent largement pour ramollir la silice [Tong]. De plus, on peut obtenir, grâce à cette technique, des nanofibres de diamètres d'une dizaine de nanomètres et de longueur de l'ordre de 15 cm [Birks1, Tong].

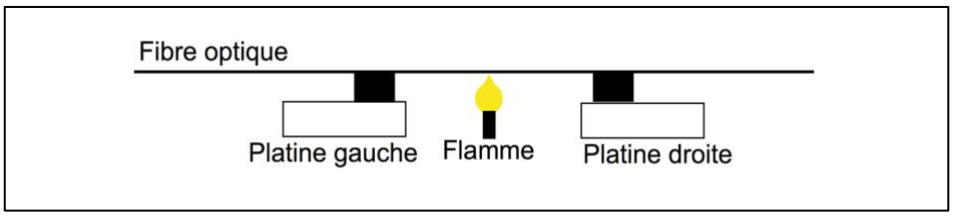


Figure 1.14 Chauffage de la fibre à l'aide d'une flamme durant l'étirage.

Nous avons choisi de travailler avec la technique de la flamme alimentée par le mélange butane-air ambiant. Le système de la flamme est réalisé avec une bouteille de butane délivrant le gaz dans une buse. À la sortie de la buse, le gaz de butane interagit avec l'air ambiant et son flux est contrôlé afin de pouvoir gérer la taille de la flamme générée [Orucevic]. Un inconvénient de cette technique est l'instabilité de la flamme. Bien que son flux et son intensité soient bien contrôlés, les turbulences de l'air ambiant autour de la buse peuvent engendrer des soucis de non uniformité à la surface de la nanofibre et des tapers affectant la reproductibilité de l'étirage et la transmission de lumière dans les nanofibres. Ce problème peut être limité en prenant certaines précautions, comme cela a été mis en place sur notre banc d'étirage [Shan2]. D'autre part, la combustion liée à la flamme n'est pas complète, ce qui peut être responsable d'un dépôt de carbone sur la nanofibre. Même si nous n'avons pas été gênés par cela dans nos expériences, une amélioration du montage pourrait être de faire un mélange du butane avec du dioxygène O_2 pour avoir une combustion complète et limiter ces dépôts.

Nous présentons à la suite de cette description des sources de chauffage les plus courantes vers l'étude des différentes techniques d'étirage.

1.4.3. Techniques d'étirage des nanofibres

Les techniques d'étirage les plus utilisés ont été décrites pour la première fois dans [Birks1]. On étire généralement la fibre de deux façons en réalisant soit un étirage symétrique soit un étirage dit "pull and brush".

- Étirage symétrique :

Cette technique s'effectue à l'aide de deux platines de translations et en utilisant une flamme fixe. Les deux platines se déplacent simultanément et symétriquement avec la même vitesse dans les deux directions opposées afin d'étirer la fibre ramollie par la flamme.

Les nanofibres obtenues avec cette technique ont des tapers relativement longs (généralement entre 10 cm et 20 cm) ce qui ne permet pas toujours de descendre à de petits diamètres vu les contraintes de longueurs imposées par les platines. De plus, les tapers résultants, précisément contrôlés, ont toujours les mêmes profils purement exponentiels [Birks1, Baker]. Enfin, la longueur de la nanofibre est fixée par la largeur de la flamme utilisée pour le chauffage, ce qui reste un facteur de fabrication très limitant. Ces problèmes ont pu être contournés grâce à la technique "pull and brush" que nous décrirons dans le paragraphe suivant.

- Étirage "pull and brush" :

Afin d'étirer nos nanofibres, nous optons pour la technique d'étirage "pull and brush" à flamme fixe [Birks1, Baker]. Les étapes de cette technique sont décrites dans la Figure 1.15. Pour disposer de nanofibres de grande longueur, typiquement de quelques cm, la première idée est d'utiliser une source de chauffage plus large. Il est toutefois difficile d'avoir une telle source sur plusieurs centimètres avec une bonne uniformité. Afin de simuler une large source de chauffage, l'idée est de balayer de façon oscillante la flamme tout le long de la fibre pendant l'étirage. Il s'agit de la technique "pull and brush". La longueur de chauffage simulée peut varier au cours des cycles d'étirage. Cette variation peut être une fonction mathématique quelconque fixée par l'utilisateur. Faire osciller la flamme risque cependant de la déformer et donc d'introduire des non uniformités dans les tapers et dans la nanofibre. La solution est de laisser la flamme fixe et de balayer la fibre au-dessus de la flamme tout en ajustant la vitesse relative des deux platines de translation sur lesquelles repose la fibre au cours de l'étirage. Ceci permet de simuler des oscillations de la flamme sans la déformer.

Chaque aller-retour représente un cycle dans ce processus d'étirage. Le nombre total des cycles est noté N. Au début de l'étirage, la zone de chauffage initiale L_0 correspond à la section AB comme le montre la Figure 1.15. À chaque cycle n, les deux platines se translatent vers la droite (sens de l'aller) permettant à la flamme fixe de ramollir la zone de chauffage L. Comme la platine droite se déplace un peu plus vite que la platine gauche, la zone de chauffage subit une élongation du côté droit B. Puis, le déplacement des deux platines s'effectue vers la gauche (sens du retour) provoquant l'élongation de la zone de chauffage du côté gauche A. À la fin du cycle n, AB correspond à la somme de la longueur de chauffage L et de la quantité d'élongation δx.

Nous exprimons la relation entre la longueur de chauffage L, l'élongation de la fibre δx et le rayon de la zone étirée r en fonction du cycle n. Soient $r_{in}(n)$ et $r_{fin}(n)$ les rayons de la zone étirée respectivement au début et à la fin du cycle n. Au début du premier cycle, $r_{in}(1)$ correspond au rayon de la fibre optique r_0. La fin de l'étirage donne naissance à une nanofibre de rayon r_{NF} égal à $r_{fin}(N)$ et de longueur L_w égale à L(N).

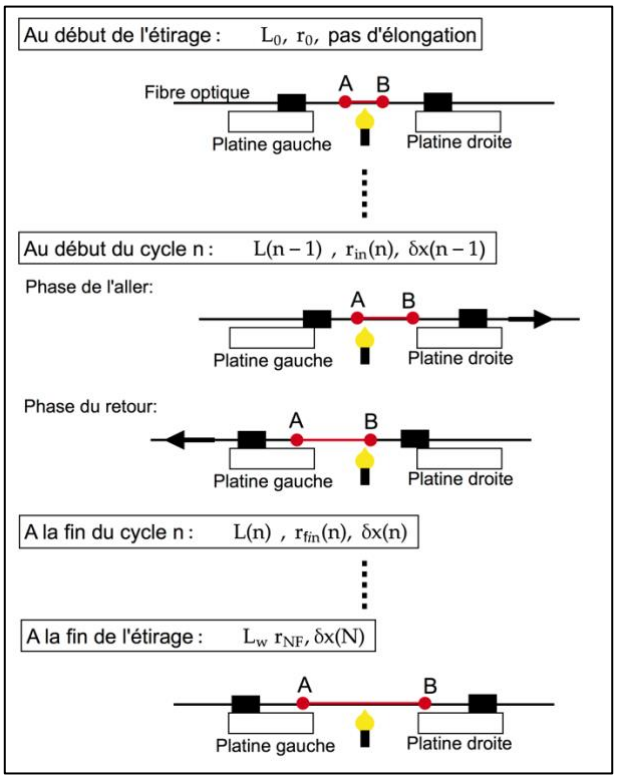


Figure 1.15. Étapes de l'étirage "pull and brush".

L'équation 1.8 modélise la conservation de volume de la silice au cours du cycle n :

$$r_{fin}^2(n)\,(L(n) + \delta x(n)) = r_{in}^2(n)\,L(n) \qquad (1.8)$$

De cette équation découlent les expressions du facteur de réduction des rayons R_n à chaque cycle n tel que $0 < R_n < 1$:

$$R_n = \frac{r_{fin}(n)}{r_{in}(n)} = \sqrt{\frac{L(n)}{L(n) + \delta x(n)}} \qquad (1.9)$$

Dans nos expériences, nous avons choisi une valeur fixe pour ce facteur de réduction, qu'on notera R_0. À partir de l'équation 1.9, nous pouvons exprimer le rayon final de la nanofibre r_{NF} en fonction du rayon initial du cœur de la fibre standard r_0, du facteur de réduction R_0 et du nombre total des cycles N effectués durant l'étirage :

$$r_{NF} = r_0(R_0)^N \qquad (1.10)$$

Inversement, en fixant r_0, R_0 et r_{NF}, nous pouvons estimer le nombre total de cycles effectués N pour atteindre le rayon de nanofibre cible.

Grâce à l'équation 1.10, nous pouvons aussi exprimer l'élongation $\delta x(n)$ en fonction de la longueur de chauffage $L(n)$ et du facteur de réduction R_0 à chaque cycle n :

$$\delta x(n) = L(n)\left(\frac{1}{R_0^2} - 1\right) \qquad (1.11)$$

Les formules donnant $L(n)$ et $\delta x(n)$ permettent de déterminer la longueur du taper à chaque cycle n grâce à l'équation 1.11.

Ces calculs nous conduisent vers la modélisation des profils des tapers qu'on peut fabriquer.

1.4.4. Différents profils de taper

Le profil du taper se détermine grâce à la trajectoire réalisée par les deux platines et imposée par l'équation de variation de la zone de chauffage L en fonction du cycle n [Birks1, Tong]. La variation de la longueur de chauffage L en fonction de n peut être sous n'importe quelle forme mathématique (exponentielle, sinusoïdale, polynomiale…). La forme communément adoptée est la forme polynomiale qui permet d'avoir une variation linéaire (polynôme d'ordre 1) ou non linéaire (polynôme d'ordre q supérieur à 1) de la longueur de chauffage. Je présente ci-dessous ces deux types de variations.

- Variation linéaire de la longueur de chauffage en fonction de n :

Dans le cas d'une variation linéaire de L en fonction de n, le processus de l'étirage se modélise pour chaque cycle par les équations suivantes :

$$L(n) = (L_w - L_0)\frac{n}{N} + L_0 \qquad \text{et} \qquad r(n) = r_0(R_0)^n \qquad (1.12)$$

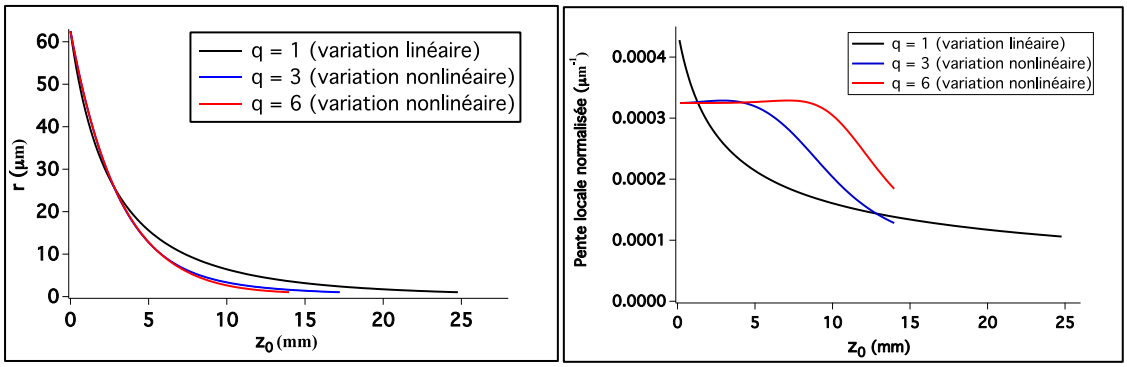
La longueur de chauffage est une fonction croissante de n. La pente dépend de la longueur de chauffage initiale L_0 et de la longueur de la nanofibre L_w.

- Variation non linéaire de la longueur de chauffage en fonction de n :

Dans le cas d'une fonction polynômiale, le processus de l'étirage se modélise pour chaque cycle par les équations suivantes :

$$L(n) = (L_w - L_0)\left(\frac{n}{N}\right)^q + L_0 \qquad \text{et} \qquad r(n) = r_0(R_0)^n \qquad (1.13)$$

Les Figure 1.16(a) et (b) montrent les profils et les pentes locales normalisées des tapers pour une nanofibre de rayon r_{NF} = 1 µm et d'une longueur L_w = 10 mm partant d'une fibre de rayon r_0 = 62,5 µm et d'une longueur de chauffage L_0 = 3 mm pour différentes valeurs de q. Pour R_0 = 0,95, le nombre total de cycle N est égal à 80.



(a) *(b)*

Figure 1.16 (a) Profil du taper (r = f(z_0)) pour différentes valeurs de q, (b) Pente locale normalisée ($\frac{dr}{dz_0}$ = f(z_0)) du taper pour différentes valeurs de q.

En diminuant q, on observe que la longueur du taper L_t augmente. Par exemple, d'après la Figure 1.16(a), L_t est de 13,5 mm pour q = 6 et de 24,7 mm pour q = 1. En se basant sur la Figure 1.16(b), on peut noter que la pente locale normalisée du taper dont q = 6 est autour de 0,00032 µm^{-1} pour les premiers 2/3 du profil (z_0 variant de 0 à 10 mm) puis sa valeur baisse progressivement pour atteindre 0,0002 µm^{-1} à z_0 = L_t = 13,5 mm. En revanche, la pente locale normalisée du taper avec q = 1 décroît significativement de 0,00043 µm^{-1} à 0,0002 µm^{-1} pour le premier 1/5 du profil (z_0 allant de 0 à 4,5 mm) et continue de baisser pour devenir égale à 0,0001 µm^{-1} à L_t = 24,7 mm. Fabriquer un taper dont la pente locale normalisée est relativement faible sur la plupart du profil aide à garantir son adiabaticité comme nous l'avons expliqué dans la partie précédente. Cependant, le taper est plus long pour ces faibles pentes et ceci pose beaucoup de problèmes expérimentaux comme l'encombrement des montages, la fragilité de la nanofibre et la difficulté de la manipulation. La longueur des tapers reste limitée par les contraintes mécaniques imposées par les platines du banc d'étirage utilisé. Ainsi, un compromis doit être trouvé pour fabriquer des tapers adiabatiques tout étant les plus courts possibles.

Dans cette partie, nous avons cité les différentes techniques de chauffage de la fibre que l'on peut trouver dans la littérature et expliqué les deux principes d'étirage les plus répandus : l'étirage symétrique et l'étirage "pull and brush" que nous considérerons dans la suite de ce manuscrit. Les profils des tapers sont déterminés grâce à la trajectoire des platines de translation et peuvent avoir différentes formes en fonction de la variation de la longueur du chauffage (linéaire ou non linéaire).

Nous allons maintenant présenter le banc d'étirage développé par le groupe Photonique Non Linéaire au laboratoire Charles Fabry basée sur la technique d'étirage "pull and brush" avec une flamme fixe.

1.4.5. Présentation du banc d'étirage développé par le groupe Photonique Non Linéaire

On définit la trajectoire des platines comme l'ensemble des déplacements effectués par les platines de translation durant l'étirage. Dans ce paragraphe, nous modélisons cette trajectoire durant l'étirage "pull and brush". Nous décrivons ensuite notre banc d'étirage et nous parlons de ses performances et des évolutions réalisées au cours des années.

1.4.5.1. Trajectoire des platines de translation

Comme on l'a déjà détaillé dans le paragraphe 1.4.3, un cycle d'étirage correspond à un aller-retour des platines et à une élongation de δx où chaque demi-cycle est associé à une élongation de ½ δx.

Les déplacements des platines droite et gauche sont notés respectivement $x_d(n)$ et $x_g(n)$ au cycle n et chacun appartient à un intervalle fixé par la longueur maximale de translation de la platine utilisée. Dans la Figure 1.17, correspondant à nos conditions expérimentales, cet intervalle est égal à [- 150 mm, 0 mm].

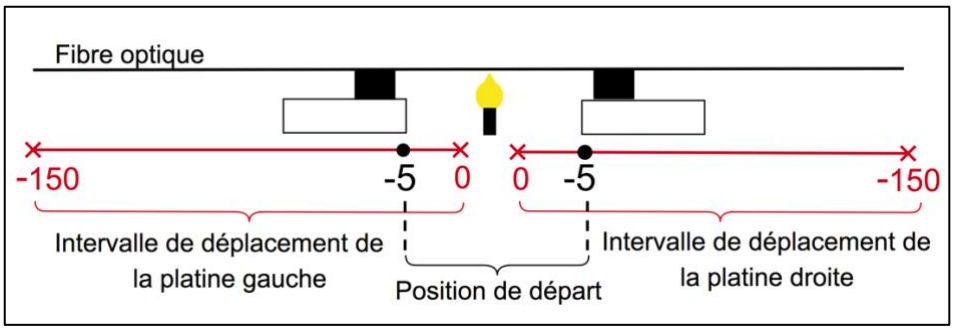


Figure 1.17 Les intervalles de déplacement des platines gauche et droite en mm.

La Figure 1.18 représente la trajectoire des platines en "zig-zag" (x_g en fonction de x_d) durant les sept premiers cycles de l'étirage "pull and brush" d'une fibre standard où L_0 = 3 mm, R_0 = 0,95, q = 3, L_w = 1 cm et r_{NF} = 5 µm.

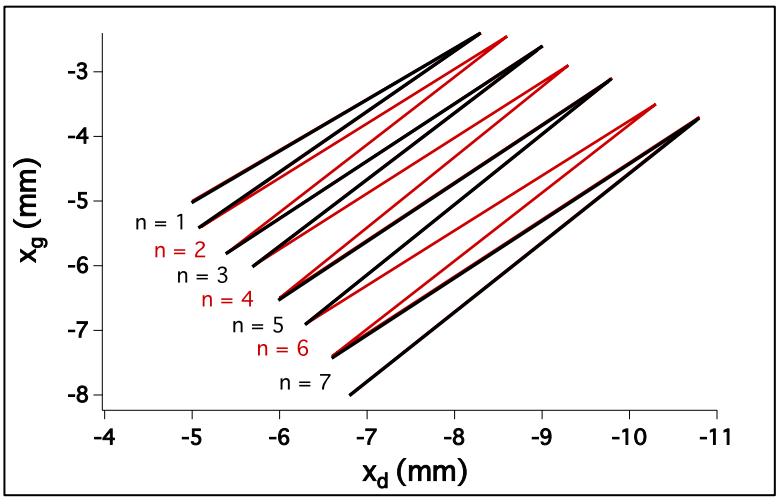


Figure 1.18 Trajectoire des platines de translation ; x_d, x_g : déplacements à droite et à gauche des platines.

Au début de l'étirage, les deux platines sont symétriques par rapport à la flamme et $x_d(n) = x_g(n) = -5$ mm. À chaque cycle n, les platines se déplacent tout d'abord vers la droite ce qui correspond à l'aller. La platine droite avance légèrement plus vite que la platine de gauche et permet d'allonger la section AB de ½ $\delta x(n)$ durant ce demi-cycle. La platine gauche ne fait que fixer la longueur de chauffage L(n). La longueur totale de la fibre étirée à ce stade est alors L(n) + ½ $\delta x(n)$. La platine droite est la plus rapide durant l'aller afin de pouvoir effectuer son trajet dans le même laps de temps que la platine gauche. La longueur maximale de la fibre étirée (L_w + 2 L_t) est limitée par la longueur de translation des platines choisies et ne peut pas dépasser 18 cm dans notre cas.

Après avoir décrit la trajectoire effectuée par les platines de translation lors de l'étirage, nous passons à l'introduction de notre banc d'étirage, de ses évolutions et de ses performances.

1.4.5.2. Description du banc d'étirage

Le banc d'étirage a été initialement développé par le groupe Photonique Non Linéaire [Shan2] en collaboration avec l'atelier de mécanique du laboratoire Charles Fabry. Il a été mis en place durant la thèse de Liye Shan (2009-2012) et amélioré au cours des années suivantes. La principale amélioration apportée a été de placer le système d'étirage sous plafond soufflant, limitant ainsi très fortement les dépôts de poussières sur les nanofibres, principales sources d'endommagement. La durée de vie des nanofibres a ainsi été nettement allongée, allant de quelques minutes au tout début des expériences en atmosphère de laboratoire standard, à des durées de plusieurs mois grâce à l'amélioration des conditions de propreté.

La dernière version de notre banc d'étirage est représentée dans la Figure 1.19. Il est composé de deux platines de translation stables de type GTS 150 (référence Newport) ayant une longueur maximale de translation égale à 150 mm chacune et une vitesse maximale de 50 mm/s. Le déplacement de ces platines est géré par des contrôleurs de type ESP301-2G (référence Newport) pilotés par des codes Labview développés lors de la thèse de Liye Shan.

Sur chacune des platines, un support de V-grooves est installé pour tenir la fibre optique. Ce support permet de manipuler des fibres ayant des diamètres respectifs de 50 µm, 80 µm et 125 µm. Un aimant vient appuyer sur le support des V-grooves pour fixer la fibre optique et la maintenir droite durant l'étirage.

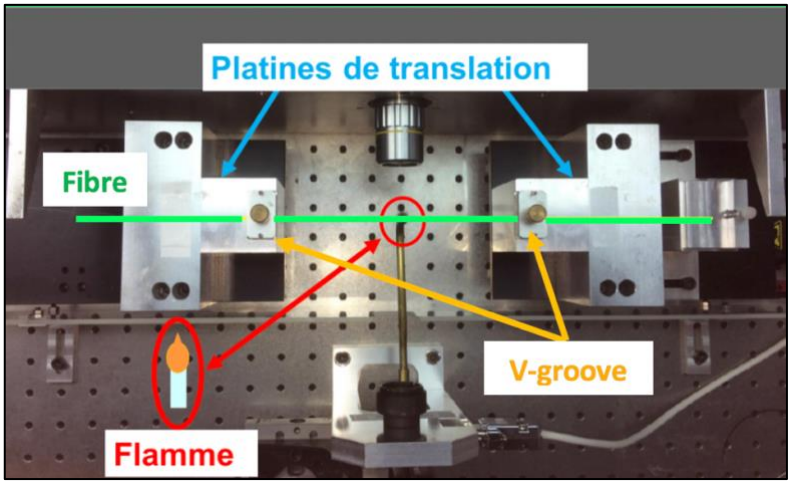


Figure 1.19 Banc d'étirage développé par le groupe Photonique Non Linéaire au laboratoire Charles Fabry.

La flamme est délivrée via un tuyau et une buse en laiton par une simple bouteille de butane type Butagaz. Sa hauteur de la flamme est réglée grâce à un code Labview à travers un contrôleur ESP301-2G et son débit, pouvant varier entre 0 et 100 sccm, est géré par un contrôleur massique de flux (référence Alicat). Dans nos expériences, nous le fixons à une valeur autour de 6 à 8 sccm. Afin de limiter les instabilités de la flamme dues aux micro-turbulences d'air, un coffrage de protection en plexiglass a été fixé à mon arrivée sur l'ensemble des platines de translation et du système de chauffage.

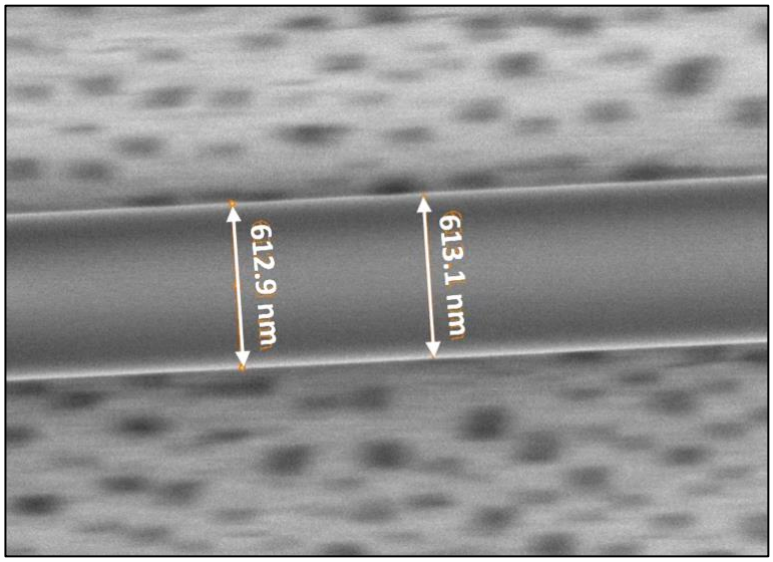


Figure 1.20 Image prise par Anne-Lise Coutrot au microscope électronique à balayage d'une nanofibre de silice faite au Laboratoire Charles Fabry et ayant un rayon cible de 300 nm sur 0,8 cm.

Notre banc d'étirage permet de fabriquer des nanofibres de bonne qualité optique comme le montre la Figure 1.20 et avec des taux de transmission élevés pouvant atteindre 95%. Réussir à créer des nanofibres de bonne qualité optique à partir de différentes fibres optiques standard à l'aide de notre banc d'étirage fait partie des objectifs majeurs de nos travaux. Dans la suite du manuscrit, nous montrerons les performances obtenues avec différentes fibres optiques standards de différents constructeurs (Thorlabs, Corning, Fibercore), de différents types de dopage de la silice (dopage en Germanium Ge, dopage en Fluorine F), de différents profils d'indice (saut d'indice à 2 couches, saut d'indice à 3 couches) et de différents rayons de fibres (r_0 = 62,5 µm, r_0 = 40 µm).

1.5. Conclusion du chapitre 1

Nous avons présenté dans ce chapitre la nanofibre optique et ses principales propriétés. Ayant un fort confinement de lumière, un intense champ évanescent et une facilité d'insertion dans les réseaux optiques, ce composant original et innovant a été la base de plusieurs applications intéressantes dans de différents domaines. Le choix des modèles de propagation de la lumière tout le long de la nanofibre et des tapers a été présenté. Nous avons souligné l'importance de l'adiabaticité des tapers qui garantit un transfert maximal de lumière dans la nanofibre. Il existe une littérature abondante décrivant le principe d'étirage des nanofibres, leur fabrication et leur caractérisation. Nous avons donné un aperçu de ces notions en insistant sur les choix que nous avons effectués afin de répondre aux problématiques de nos travaux. Notre banc d'étirage qui se base sur la technique d'étirage ''pull and brush'' avec une flamme fixe nous permet maintenant

d'obtenir d'une façon systématique des nanofibres ayant une longueur totale maximale ($2\ L_t + L_w$) de 18 cm et un taux de transmission élevé pouvant atteindre 95% et plus. Plusieurs fibres optiques de différentes compositions et de différents rayons seront testées dans les chapitres suivants afin de créer des nanofibres assurant un bon compromis entre le critère d'adiabaticité des tapers et la facilité de la manipulation.

Nous allons maintenant pouvoir parler de l'implémentation des applications non linéaires auxquelles nous nous sommes intéressés.

2. Chapitre 2 - Diffusion Raman stimulée dans le champ évanescent d'une nanofibre baignée dans un liquide

2.1. Introduction

Maintenant que la nanofibre optique a été introduite et que sa fabrication a été détaillée, nous allons aborder dans ce chapitre notre premier axe de recherche. Il s'agit de l'exploration du champ évanescent d'une nanofibre de silice baignée dans un liquide Raman pour la réalisation d'un convertisseur de longueur d'onde compact et directement insérable dans les réseaux fibrés. Dans ces travaux, notre source de pompe est un microlaser doublé en fréquence émettant des impulsions à 532 nm en régime sub-nanoseconde. Ce régime de fonctionnement est assez peu couvert en longueur d'onde par les sources laser actuelles. On dispose principalement des microlasers Nd:YAG émettant à 1,06 µm et ses harmoniques à 532 nm et 355 nm. Les lasers supercontinuum sont intéressants mais surdimensionnés lorsqu'on souhaite ne disposer que d'une ou deux longueurs d'onde discrètes. Les oscillateurs paramétriques optiques sont aussi intéressants mais d'utilisation complexe et également surdimensionnés pour la même raison. Nous explorons alors la voie des nanofibres pour réaliser des convertisseurs de longueur d'onde dans le visible. Une autre application de ces convertisseurs pourrait être la réalisation de capteurs dans le champ évanescent.

La génération de nouvelles longueurs d'onde à partir d'un faisceau de pompe à longueur d'onde fixe peut se faire grâce à des effets optiques non linéaires tels que le doublage de fréquence dans des cristaux non linéaires, les effets paramétriques du second et du troisième ordres et la diffusion Raman dont l'accord de phase est automatiquement réalisé, ce qui permet la conversion en longueur d'onde assez facilement. C'est en fait ce dernier effet que nous avons choisi d'exploiter. La diffusion Raman peut s'observer dans la plupart des états de la matière mais son efficacité reste limitée en espace libre dans la zone de Rayleigh du faisceau de pompe, d'où l'intérêt de passer en optique guidée et notamment en réseaux fibrés puisque nous pouvons cumuler les non-linéarités sur de grandes longueurs.

La diffusion Raman a été largement étudiée dans les fibres standard de silice, notamment pour faire de l'amplification des signaux. La génération de nouvelles longueurs d'onde est toutefois limitée par l'utilisation d'un matériau unique, la silice, dont le décalage Raman se situe autour de 440 cm^{-1}. Le coefficient de gain de ce matériau, relativement faible, est compensé par l'utilisation de grandes longueurs de fibres. L'utilisation de fibres microstructurées à cœur creux remplies de liquides ou de

gaz permet de disposer d'un degré de liberté supplémentaire. Dans ce contexte, le groupe Photonique Non Linéaire a fait plusieurs études de la diffusion Raman avec des différentes fibres microstructurées remplies de liquides. La gaine de ces fibres est caractérisée par une structuration périodique de trous d'air, ce qui crée des bandes spectrales de transmission dans lesquelles la lumière peut se propager dans le cœur avec un minimum de pertes. En remplissant le cœur par un liquide ayant un indice de réfraction inférieur à celui de la silice, le guidage de la lumière ne se fait plus par réflexion totale interne comme expliqué au premier chapitre mais par le mécanisme dit de "bande interdite photonique". Les efficacités de conversion de la pompe à 532 nm vers le premier ordre Stokes d'un liquide peuvent atteindre les 70% avec des énergies de sortie de l'ordre du µJ [Lebrun]. La solution que nous explorons ici est d'immerger la nanofibre dans un liquide Raman et utilisons le champ évanescent du mode qui s'y propage pour la conversion en longueur d'onde par diffusion Raman stimulée "évanescente".

Dans ce chapitre, nous commencerons par décrire qualitativement et quantitativement la diffusion Raman. Nous introduirons ensuite la diffusion Raman stimulée dans le champ évanescent d'une nanofibre baignée dans un liquide. L'expression du gain Raman modal évanescent sera donnée et le système des équations de propagation couplées sera explicité. Nous terminerons ce chapitre avec la description de la première démonstration expérimentale de ce phénomène réalisée précédemment en précisant ses limites.

2.2. Généralités sur la diffusion Raman

Dans cette partie, nous décrivons qualitativement la diffusion Raman, nous introduisons la diffusion Raman stimulée et la cascade Raman et nous énumérons les différentes spécificités des liquides.

2.2.1. Description qualitative de la diffusion Raman spontanée

La diffusion Raman est un effet non linéaire du troisième ordre basé sur l'interaction entre une onde optique et des phonons optiques. Ces phonons proviennent des vibrations de molécules qui constituent le milieu. La diffusion Raman est une diffusion inélastique. En d'autres termes, elle est caractérisée par un échange d'énergie entre l'onde optique incidente et le matériau, ce qui engendre la variation de la fréquence de l'onde optique diffusée par rapport à l'incidente.

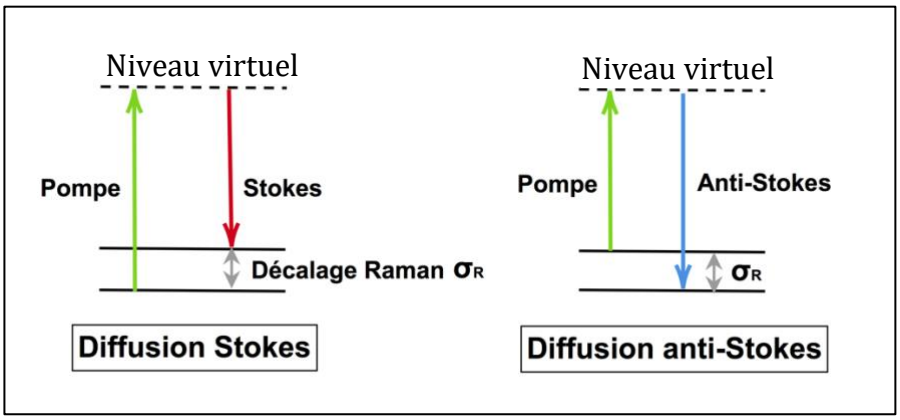


Figure 2.1 Diffusions Raman Stokes et anti-Stokes ; σ_R : décalage Raman en cm^{-1}.

La Figure 2.1 illustre la diffusion Raman Stokes et la diffusion Raman anti-Stokes à partir d'une onde incidente de pompe ayant une pulsation ω_P. Lorsque celle-ci est décalée vers les basses fréquences par rapport à l'onde optique incidente, elle est appelée onde Stokes de pulsation ω_S. Inversement, l'onde diffusée décalée vers les basses fréquences est appelée onde anti-Stokes de pulsation ω_{AS} [Boyd, Agrawal]. Le niveau de départ pour la génération d'anti-Stokes est un niveau qui doit déjà être peuplé. La génération anti-Stokes est donc moins favorable que la génération Stokes et nous n'allons pas l'étudier dans la suite. Le décalage entre la pulsation incidente et la pulsation diffusée correspond à la pulsation du phonon ω_R. Cette pulsation ne dépend que du mode de vibration ou de rotation d'une liaison moléculaire dans le cas de la diffusion Raman. ω_R est ainsi égale à $2\pi c\sigma_R$ où σ_R désigne le décalage Raman donné souvent en cm^{-1}. Ceci permet d'analyser la composition chimique d'un échantillon à partir de la façon dont il diffuse la lumière. Par exemple, le mode de vibration de la liaison C-H dans l'éthanol se caractérise par un décalage Raman de 2928 cm^{-1}. Ainsi, lorsqu'on excite optiquement l'éthanol à 532 nm, le premier ordre de l'onde Stokes correspondant à ce décalage Raman se situe à 630 nm. En réalité, le spectre de la diffusion Raman spontanée est très complexe et présente beaucoup de raies Raman en fonction de la structure des molécules. Ceci est illustré par la Figure 2.2 qui représente le spectre Raman de l'éthanol.

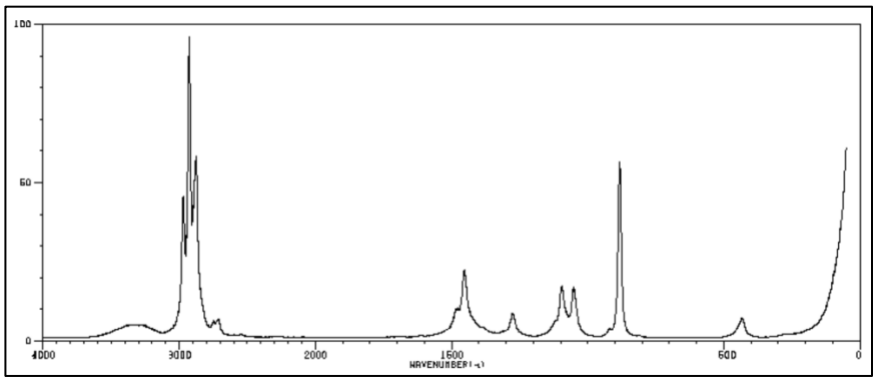


Figure 2.2 Spectre Raman de l'éthanol illustré dans la référence [Sbds] .

Les différentes raies Raman présentes dans ce spectre donnent des gains Raman différents. Parmi ces raies, il existe une raie ayant le coefficient de gain Raman le plus fort. Il s'agit de la raie Raman principale. Par exemple, pour l'éthanol il s'agit de la raie à 2928 cm^{-1}. Les autres raies sont appelées des raies secondaires et ont des coefficients de gain Raman plus faibles.

2.2.2. Description qualitative de la diffusion Raman stimulée

Lorsque le matériau est excité par un laser de forte intensité, nous passons à un régime de diffusion Raman stimulée. La présence à la fois de photons à la pulsation du laser de pompe ω_P et à la pulsation de la diffusion Stokes ω_S provoque un battement d'intensité du champ électrique à la pulsation $\omega_R = \omega_P - \omega_S$. Ce battement vient renforcer l'amplitude des vibrations du matériau, ce qui augmente l'efficacité de la diffusion Raman [Boyd]. En régime stimulé, seule la raie du spectre Raman ayant le plus fort gain va être générée de façon efficace. Pour le cas de l'éthanol, il s'agit bien de la raie associée au décalage Raman de 2928 cm^{-1} (voir Figure 2.2).

2.2.3. Cascade Raman

Lorsque l'intensité du premier ordre Stokes devient suffisamment élevée, cet ordre peut devenir à son tour une pompe qui génère le second ordre Stokes. Nous pouvons alors avoir une cascade Raman d'ordres Stokes. L'écart en fréquence entre deux ordres Stokes successifs est égal au décalage Raman et il est donc constant. Dans le cas de l'éthanol et pour une pompe à 532 nm, le premier ordre Stokes est généré à 630 nm, le second est à 772 nm et le troisième à 995 nm.

2.2.4. Spécificités des liquides

La diffusion Raman stimulée dans les liquides est une piste intéressante à explorer pour plusieurs raisons. En effet, les liquides ont des décalages Raman pouvant aller jusqu'à 3600 cm^{-1}. Ceci nous permet d'obtenir des décalages importants en longueur d'onde variant de quelques nm à des centaines de nm. D'autre part, les liquides Raman sont

caractérisés par des raies discrètes et spectralement fines par rapport à la silice mais plus larges par rapport aux gaz. Il est aussi possible d'adapter l'indice de réfraction du liquide en réalisant des mélanges de liquides. Il faut toutefois faire attention aux compatibilités des liquides mélangés (toxicité, miscibilité, densité…). Enfin, les liquides sont souvent transparents dans le visible, là où l'on souhaite travailler.

Après avoir introduit la diffusion Raman d'une façon générale, nous allons présenter dans la partie suivante la diffusion Raman stimulée dans le champ évanescent d'une nanofibre.

2.3. Diffusion Raman stimulée dans le champ évanescent

La Figure 2.3 illustre le processus de la diffusion Raman stimulée dans le champ évanescent d'une nanofibre baignée dans un liquide. Le faisceau de pompe incidente se propage dans la fibre optique standard et se couple à travers le premier taper dans la nanofibre. La nanofibre et les tapers sont tous immergés dans le liquide Raman mais nous faisons l'hypothèse que la diffusion Raman évanescente n'a lieu que dans la nanofibre. Les photons de la pompe présents dans le champ évanescent diffusent par effet Raman sur les molécules du liquide et les premiers photons Stokes sont alors générés. Ces photons Stokes générés se couplent dans le mode de la nanofibre et continuent leur propagation tout le long du deuxième taper et de la seconde extrémité de la fibre optique standard. Les photons de la pompe transmise et les photons Stokes générés sont collectés à la sortie de la structure.

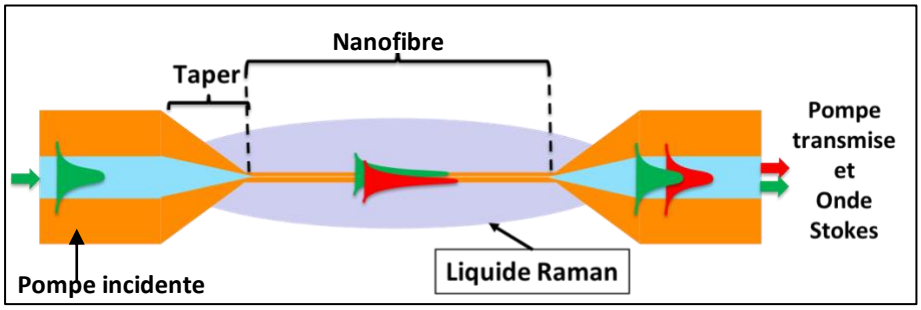


Figure 2.3 Processus de la diffusion Raman stimulée au champ évanescent d'une nanofibre baignée dans un liquide.

Afin de modéliser analytiquement la diffusion Raman évanescente stimulée, nous allons expliciter l'expression du gain Raman modal qui figure dans les équations de propagation couplées. Nous représenterons ensuite les aspects temporels de la pompe et du premier ordre Stokes et nous définirons enfin le seuil Raman évanescent.

2.3.1. Étude du gain Raman modal

De par la géométrie du système, le gain Raman vu par le mode optique dans une nanofibre immergée dans un liquide présente une inhomogénéité dans la direction

transverse. Nous considérons dans la suite des effets de diffusion Raman uniquement dans le liquide, ce qui correspond à nos observations expérimentales, en accord avec le rapport des coefficients de gain Raman ($g_{R,silice}$ est très inférieur à $g_{R,liquide}$). Ainsi seule la partie du champ évanescent immergée dans le liquide diffusera des photons Raman. Une fois diffusés dans le liquide, ces photons Raman se couplent dans un mode optique de la nanofibre. Afin de modéliser ce gain Raman modal nous nous sommes appuyés sur les travaux de Turner et al. [Turner]. En partant des équations de Maxwell vectorielles, Turner et al. ont établi une équation de propagation de Schrödinger vectorielle non linéaire permettant de modéliser ce type de guide d'onde. L'expression du gain Raman modal g_{Rm} (en $m^{-1}W^{-1}$) y est donné par :

$$g_{Rm} = \frac{\varepsilon_0{}^2 c^2 \iint_{liquide} g_R n^2 \left|\overrightarrow{e_p}.\overrightarrow{e_S}\right|^2 dA}{\iint_{aire\ totale}\left(\overrightarrow{e_p} \times \overrightarrow{h_p}\right).\vec{z}\, dA \iint_{aire\ totale}\left(\overrightarrow{e_S} \times \overrightarrow{h_S}\right).\vec{z}\, dA} \qquad (2.1)$$

ε_0 est la permittivité diélectrique du vide, c la célérité de la lumière dans le vide, $\overrightarrow{e_p}$ et $\overrightarrow{e_S}$ sont les champs électriques respectivement aux fréquences pompe et Stokes, $\overrightarrow{h_p}$ et $\overrightarrow{h_S}$ sont les champs magnétiques respectivement aux fréquences pompe et Stokes. L'intégrale du numérateur est réalisée sur la zone Raman active, c'est-à-dire dans le liquide. n est l'indice de réfraction du liquide et g_R est son coefficient de gain Raman (en mW^{-1}). Les deux intégrales du dénominateur sont des facteurs de normalisation, intégrées de $-\infty$ à $+\infty$. On voit ainsi que le gain Raman modal va dépendre du rayon de la nanofibre.

Cette expression permet de rendre compte du recouvrement spatial imparfait entre les modes de pompe et Stokes, comme illustré sur la Figure 2.4. Sur cette figure nous avons représenté les profils des deux champs $\left|\overrightarrow{e_p}\right|^2$ et $|\overrightarrow{e_s}|^2$, pour une nanofibre immergée dans de l'éthanol et possédant un rayon de 0,22 µm. Dans cet exemple, les deux champs se propagent selon le mode fondamental HE_{11}. La longueur d'onde du faisceau de pompe est de 532 nm, celle du premier ordre Stokes de l'éthanol est de 630 nm.

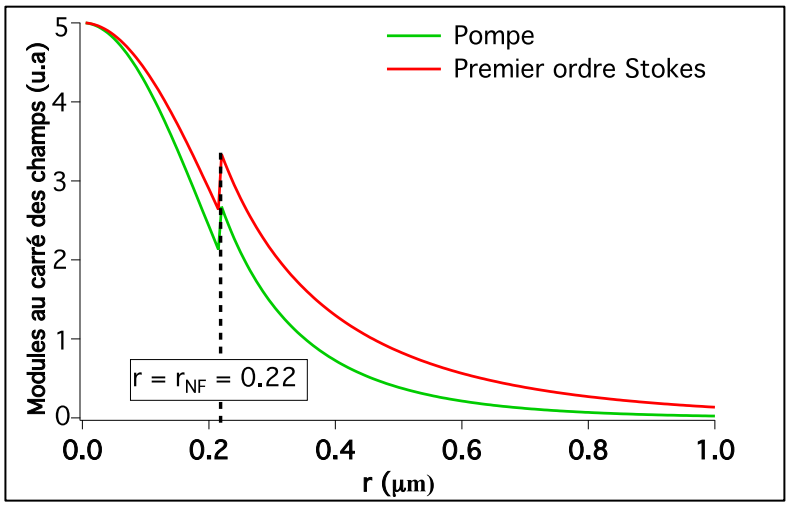


Figure 2.4 Profils des modes fondamentaux des faisceaux de pompe à 532 nm et du premier ordre Stokes à 630 nm pour une nanofibre dont le rayon est 0,22 µm et immergée dans de l'éthanol.

Dans la formule du gain Raman modal les ondes de pompe et Stokes peuvent se propager sur des modes différents. Nous avons vérifié que lorsque c'est le cas, le gain Raman intermodal est très faible. Par exemple, si on considère l'éthanol, lorsque l'onde de pompe se propage sur le mode HE_{11} et l'onde Stokes sur le mode TM_{01}, il n'est que de 0,137 $m^{-1}W^{-1}$ au maximum, alors qu'il est de 0,98 $m^{-1}W^{-1}$ lorsque les deux modes se propagent tous deux selon le mode HE_{11}.

Nous avons également calculé le gain Raman modal lorsque les deux ondes se propagent sur des modes d'ordre supérieur. L'interaction entre deux modes TM_{01} est celle qui donne le second gain Raman maximal.

Nous avons tracé sur la Figure 2.5 le gain Raman modal en fonction du rayon de la nanofibre pour les deux liquides que nous avons utilisés (éthanol et isopropanol) ainsi que pour des mélanges de liquides afin d'étudier l'influence des indices. Nous nous intéressons aux deux interactions qui produisent les gains les plus importants, à savoir HE_{11}/HE_{11} (courbes de gauche) et TM_{01}/TM_{01} (courbes de droite).

On note que chaque courbe passe par un maximum pour un rayon r_{max}. Lorsque le rayon de la nanofibre est inférieur à ce rayon r_{max}, les ondes se déconfinent dans le liquide, s'approchant de façon asymptotique d'un comportement en ondes planes. L'amplitude maximale du champ électrique en dehors de la nanofibre décroît de plus en plus à mesure que le rayon diminue, diminuant le gain Raman modal. Au contraire, au-delà de r_{max}, les ondes sont de plus en plus confinées dans la fibre de silice, diminuant la fraction du champ évanescent dans le liquide et donc le gain Raman modal.

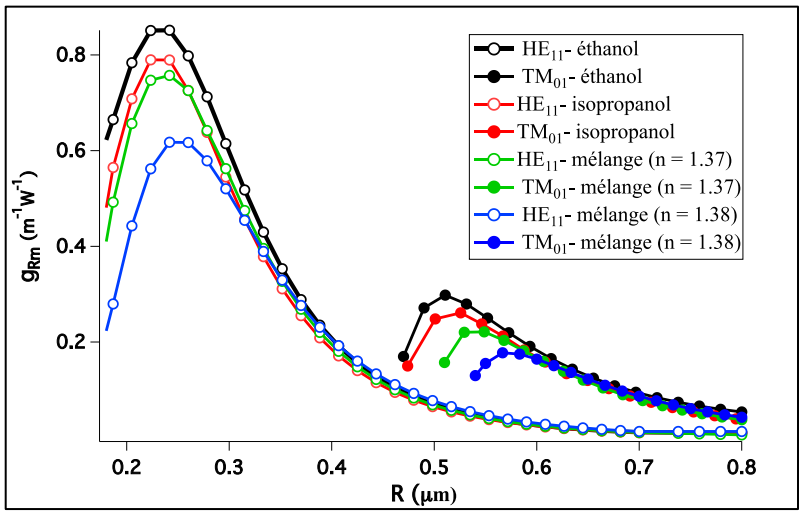


Figure 2.5 Variations du gain Raman modal en fonction du rayon de la nanofibre. Sur les courbes de gauche les modes de pompe et Stokes sont émis sur le mode HE_{11}. Sur les courbes de droite les modes de pompe et Stokes sont émis sur le mode TM_{01}. Les courbes sont calculées pour différents liquides baignant la nanofibre, l'indice et le coefficient de gain variant ainsi pour chaque courbe.

On voit également que la position de r_{max} dépend de l'indice du liquide baignant la nanofibre. Lorsque l'indice augmente, r_{max} augmente : par exemple, pour $n_{liquide}$ = 1,36 (éthanol pur) r_{max} vaut 220 nm, tandis que pour n = 1,38 (mélange éthanol/DMSO) r_{max} vaut 250 nm. En effet, plus l'indice du liquide est élevé, plus le mode est déconfiné et plus la tendance "ondes planes" est valable lorsqu'on augmente le rayon de la nanofibre jusqu'à r_{max}.

La valeur du gain Raman maximum dépend à la fois du coefficient de gain Raman et de l'indice de réfraction du liquide. Pour connaître l'influence de l'indice du liquide uniquement, on peut voir que pour un même coefficient de gain Raman mais deux indices différents (même si en pratique, c'est difficile voire impossible à trouver), le liquide d'indice le plus faible aura le maximum de gain Raman modal le plus élevé car le mode sera globalement plus confiné et l'amplitude maximale du champ évanescent sera plus importante.

Pour le mode d'ordre supérieur TM_{01}, le rayon correspondant au gain Raman maximal est autour de 500 nm. Le gain maximal est environ divisé par 3, mais d'une part cela pourrait être compensé en partie par l'utilisation d'une nanofibre plus longue et, comme on le verra plus loin, par la possibilité d'injecter davantage de puissance avant d'atteindre le seuil de dommage. De plus un rayon de 500 nm permettrait une manipulation plus aisée de la nanofibre qui est beaucoup moins fragile. À ce rayon, il est en effet possible de saisir la nanofibre sans précaution particulière à la main, ce qui n'est pas le cas pour des rayons plus petits.

Dans la suite des études sur la diffusion Raman, nous nous intéresserons uniquement à des ondes se propageant sur le mode fondamental HE_{11}. L'étude des modes d'ordre supérieur reste une voie de recherche intéressante à exploiter.

2.3.2. Équations de propagation non linéaire

Il existe deux principales catégories de méthode pour modéliser les effets non linéaires dans les fibres optiques, la résolution de l'équation de Schrödinger non linéaire, bien adaptée pour les supercontinuums, ou bien la résolution d'équations couplées, bien adaptée dans le cas de fréquences discrètes, ce qui est notre cas. Nous avons choisi d'utiliser un modèle simple d'équations couplées. Nous ne prenons en compte ni la diffusion Raman contra-propagageante car nous ne l'avons jamais observée dans le régime temporel dans lequel nous sommes, ni d'effet de walk-off temporel (négligeable ici), ni d'effet Kerr optique (jamais observé dans l'éthanol). Le seul effet non linéaire pris en compte est la diffusion Raman co-propageante dans le liquide. Nous ne considérons que les ondes de pompe et du premier ordre Stokes, ce qui correspond à nos expériences. Nous faisons l'hypothèse d'une propagation monomode sur chacune des longueurs d'onde et les équations en ondes planes sont résolues en régime continu. Enfin, nous considérons que la diffusion Raman ne se produit que dans la partie nanofibre (nous ne considérons pas en particulier la fin des tapers).

Le système d'équations est donc le suivant [Bloembergen] :

$$\begin{cases} \dfrac{dN_P}{dz} = -\alpha_P N_P - kN_P(N_S + 1) \\ \dfrac{dN_S}{dz} = -\alpha_S N_S + kN_P(N_S + 1) \end{cases} \tag{2.2}$$

N_p et N_s sont respectivement les flux de photons de la pompe et du Stokes (nombre de photons par seconde). α_p et α_s sont respectivement les coefficients de pertes linéiques de la pompe et du Stokes (m^{-1}). Le facteur k est proportionnel au gain Raman modal. Le photon d'émission spontané, point de départ du régime stimulé, est modélisé par le terme +1 à droite des signes d'égalité.

Afin de prendre en compte les aspects temporels, nous modélisons l'impulsion de pompe incidente par une gaussienne dont la largeur à mi-hauteur est de 900 ps, correspondant à la mesure expérimentale. L'impulsion est discrétisée et nous calculons en chaque point de l'impulsion les puissances de pompe et Stokes transmises en résolvant le système d'équations couplées. Nous reconstituons ensuite en sortie de fibre les profils temporels des impulsions de pompe et Stokes transmises, la durée de l'impulsion étant bien supérieure au temps de réponse du Raman. Nous traçons ensuite les énergies transmises par impulsion en fonction de l'énergie de pompe incidente.

Sur la Figure 2.6, nous avons représenté un résultat de ces simulations, obtenu pour une nanofibre de rayon 220 nm immergée dans de l'éthanol. Nous traçons les énergies de pompe et Stokes transmises en fonction de l'énergie de pompe incidente. On voit qu'au début l'énergie de pompe augmente de façon linéaire, puis à l'apparition du premier ordre Stokes, l'énergie de pompe commence à décroître, tandis que celle du Stokes augmente tout d'abord de façon exponentielle puis de façon linéaire. Le faisceau de pompe ne se dépeuple jamais complètement, même aux très fortes énergies incidentes, du fait du profil temporel de l'impulsion de pompe.

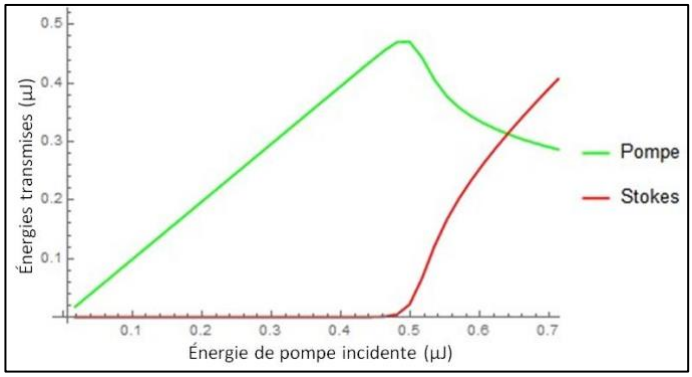
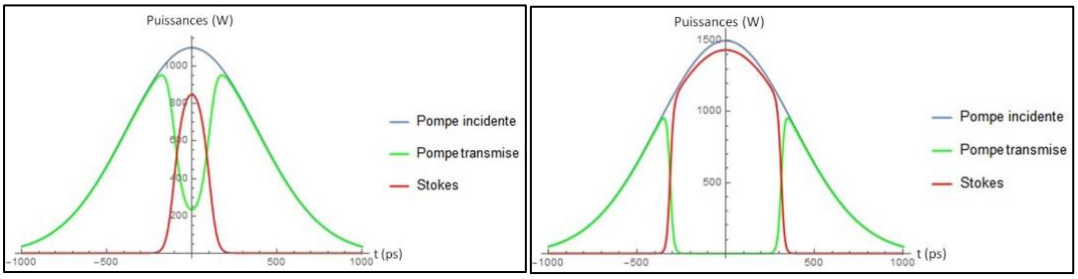


Figure 2.6 Évolution des énergies transmises de l'onde de pompe et de l'onde Stokes en fonction de l'énergie de pompe incidente pour une nanofibre de rayon 220 nm immergée dans de l'éthanol.

Cet effet se comprend en analysant les profils temporels des impulsions transmises, comme illustré sur les deux Figure 2.7 (a) et (b), tracées pour deux valeurs de l'énergie de pompe incidente, l'une voisine du seuil d'apparition du Stokes (E_{in} = 0,52 µJ), la seconde bien au-dessus (E_{in} = 0,7 µJ). L'impulsion de pompe se "creuse" à mesure que l'énergie incidente augmente, mais il subsiste toujours des "ailes" dans le profil, responsables de l'énergie de pompe transmise résiduelle qui ne sera jamais égale à zéro avec un tel profil de pompe. Nous notons également que l'impulsion du Stokes est plus courte que celle de la pompe incidente.



(a) *(b)*

Figure 2.7 (a) Profils temporels des impulsions de pompe incidente (en bleu), transmise (en vert) et Stokes (en rouge) pour une énergie incidente de pompe de 0,52 µJ; (b) Profils temporels

des impulsions de pompe incidente (en bleu), transmise (en vert) et Stokes (en rouge) pour une énergie incidente de pompe de 0,7 µJ.

En conclusion, ce modèle simple, sans paramètre ajustable, nous permet de montrer comment s'établit la diffusion Raman stimulée dans les nanofibres immergées dans des liquides. Nous verrons qu'il décrit bien de façon qualitative ce que nous observons expérimentalement, mais qu'il serait à affiner pour avoir une modélisation plus précise (meilleure prise en compte du profil temporel, prise en compte de la fin des tapers ...).

2.3.3. Définition du seuil Raman

Dans nos études, il est important de définir un "seuil Raman" qui va nous permettre de dimensionner nos nanofibres. Lorsque les puissances ou énergies transmises de pompe et de Stokes sont égales, on dira qu'on a atteint le seuil Raman et la puissance de pompe incidente correspondante sera appelée la puissance de pompe au seuil [Smith]. Par exemple, sur la Figure 2.6, le seuil Raman est atteint pour une énergie de pompe incidente de 0,65 µJ (les énergies transmises valent 0,32 µJ).

Le produit $g_{Rm}\, L_{eff}\, P_{in}$ est souvent utilisé comme figure de mérite des effets non linéaires [Agrawal]. Dans cette expression L_{eff} est la longueur effective d'interaction, P_{in} est la puissance crête incidente délivrée par la pompe et g_{Rm} est le gain Raman modal. Dans notre cas, L_{eff} est la longueur de la nanofibre L_w et ce produit s'écrit donc $g_{Rm}\, L_w\, P_{in}$.

Expérimentalement, nous mesurons une énergie (via la mesure d'une puissance moyenne, avec $E = \frac{P_{moyenne}}{F}$, où F est la fréquence du laser). Le paramètre que nous utiliserons et que nous nommerons γ par la suite sera donc plutôt :

$$\gamma = g_{Rm}\, L_w \frac{E_{in}}{\Delta t} \qquad (2.3)$$

Lors de la thèse de Liye Shan, avec une nanofibre immergée dans de l'éthanol et comme nous allons le rappeler plus loin, la valeur de γ au seuil Raman avait été estimée à environ 20-25 en extrapolant les courbes expérimentales, le seuil Raman n'ayant pas été atteint [Shan1]. Cette valeur est plus élevée que celle déterminée dans une fibre de silice standard [Smith]. Dans cette dernière référence, les auteurs trouvent en effet une valeur théorique d'environ 16, cette différence significative provenant des différences entre les deux types de composants étudiés (Raman dans l'éthanol avec une nanofibre dans notre cas, Raman dans une fibre de silice standard pour Smith et al.).

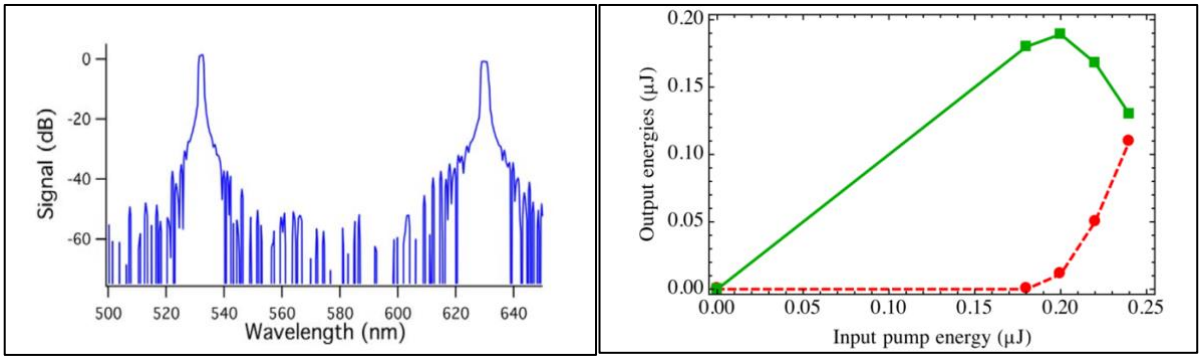
Nous verrons par la suite comment nous utilisons ce paramètre γ au seuil Raman pour dimensionner nos nanofibres dans un premier temps ainsi qu'une mesure plus précise de ce paramètre. Cette mesure nous permettra d'une part de réaliser un

dimensionnement plus fin des nanofibres et d'autre part de proposer une mesure indirecte du rayon d'une nanofibre.

2.4. Première démonstration de la diffusion Raman stimulée évanescente

La première démonstration de la diffusion Raman évanescente a été réalisée lors de la thèse de Liye Shan [Shan1]. Ces expériences ont été réalisées en régime sub-nanoseconde et avec des impulsions µJ délivrées à 532 nm. Le laser de pompe utilisé était un microlaser Nd:YAG impulsionnel émettant à 1,06 µJ doublé en fréquence par un cristal de KTP extracavité. Les impulsions à 532 nm étaient émises à une fréquence de 500 Hz et avaient une largeur à mi-hauteur de 510 ps et une énergie maximale de 1 µJ. Les nanofibres testées étaient étirées à partir de la fibre standard SMF28 et les liquides Raman utilisés étaient l'éthanol et le toluène.

La première démonstration a été réalisée avec une nanofibre immergée dans l'éthanol. La nanofibre avait un rayon r_{NF} = 220 nm correspondant au gain Raman modal maximal, une longueur L_w = 6 cm et transmettait 90% de la lumière incidente. En injectant le faisceau de pompe dans la nanofibre immergée dans le liquide Raman, les photons Stokes ont été générés à 630 nm comme illustré dans la Figure 2.8(a). La courbe verte et la courbe en pointillés rouges dans la Figure 2.8(b) représentent respectivement l'énergie de pompe transmise et l'énergie Stokes en fonction de l'énergie incidente. Pour les faibles énergies incidentes, l'énergie de pompe transmise augmente linéairement puis décroit quand les photons du premier ordre Stokes apparaissent. Une énergie Stokes maximale de 0,11 µJ a été enregistrée pour une énergie incidente de 0,24 µJ. La nanofibre a cassé juste avant d'atteindre le seuil Raman évanescent.



(a) (b)

Figure 2.8 (a) Spectre du faisceau à la sortie de la nanofibre baignée dans l'éthanol ayant un rayon de 220 nm et une longueur de 6 cm pour une énergie de pompe incidente de 0,22 µJ, (b) Energies de la pompe transmise et du premier ordre Stokes généré en fonction de l'énergie incidente [Shan1].

Ces résultats sont très intéressants car ils ont permis de mettre en évidence pour la première fois des effets optiques non linéaires dans le champ évanescent d'une nanofibre baignée dans un liquide. Cependant, ils n'ont pas été poussés plus loin à cause de plusieurs facteurs limitants. Les expériences décrites ci-dessous étaient réalisées en atmosphère de laboratoire "standard" et étaient donc sujettes à des dépôts de poussières, rendant les expériences peu reproductibles et avec des courtes durées.

Le seuil Raman évanescent tel que nous l'avons défini n'a jamais été atteint dans la première démonstration. Ceci s'explique par le fait que le seuil de dommage optique de la nanofibre est plus faible que le seuil Raman évanescent dans ces premières conditions expérimentales (diamètre, état de propreté…). Une étude plus approfondie de ces deux seuils va nous permettre de dimensionner de façon plus optimale les nanofibres.

2.5. Conclusion du chapitre 2

Nous avons introduit dans ce chapitre la diffusion Raman stimulée dans le champ évanescent d'une nanofibre baignée dans un liquide. La première observation de ce processus faite en utilisant l'éthanol comme liquide est prometteuse quant à la conversion de longueurs d'onde mais limitée par les conditions expérimentales de la manipulation réalisée et par le seuil de dommage optique des nanofibres. Dans le chapitre suivant, nous irons plus loin en améliorant les résultats trouvés par un dimensionnement optimisé de la nanofibre et par une étude plus complète et précise du processus de la diffusion Raman évanescente afin de concevoir des convertisseurs de longueur d'onde efficaces à performances répétables.

3. Chapitre 3 - Conception et réalisation d'un convertisseur de longueur d'onde basé sur une nanofibre baignée dans un liquide Raman

3.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons nos travaux expérimentaux autour du dimensionnement, de la conception et de la caractérisation des convertisseurs de longueur d'onde par diffusion Raman stimulée dans le champ évanescent d'une nanofibre baignée dans un liquide. Ces travaux sont réalisés en régime impulsionnel sub-nanoseconde en pompage avec des impulsions µJ à 532 nm.

Comme nous l'avons déjà détaillé, la première démonstration de diffusion Raman évanescente a été faite avec une nanofibre de quelques centimètres de long possédant un rayon de 220 nm et immergée dans l'éthanol [Shan1]. Ce rayon correspond au maximum de gain Raman modal. Cependant, cette étude n'a pas pu être poussée plus loin. Le seuil Raman tel que défini au chapitre précédent n'avait pas été atteint et les expériences, réalisées en atmosphère de laboratoire standard étaient peu reproductibles.

À la suite de la thèse Liye Shan, l'achat d'un plafond soufflant par le groupe Photonique Non Linéaire a permis de réaliser des expériences en atmosphère propre. J'ai pu bénéficier de cette acquisition pour réaliser un grand nombre d'expériences sur les convertisseurs Raman, permettant d'optimiser les rendements de conversion et de rendre les expériences beaucoup plus répétables. En particulier, nous avons testé d'autres rayons de nanofibres, ce qui nous a permis de définir un domaine de fonctionnement des convertisseurs évanescents. Ce domaine est défini comme l'écart entre l'énergie du seuil Raman évanescent et l'énergie à laquelle la nanofibre casse qu'on appelle l'énergie de dommage. Nous profiterons de la discussion sur les domaines de fonctionnement pour trouver une valeur plus précise du paramètre γ modélisant le seuil Raman évanescent qui a une grande importance pour le dimensionnement des nanofibres.

Nous montrerons de plus qu'il est possible d'extrapoler nos résultats à d'autres liquides Raman et à différentes fibres optiques standards. Enfin, nous présenterons une étude sur les seuils de dommage des nanofibres optiques en régime sub-nanoseconde.

3.2. Dimensionnement d'un convertisseur Raman évanescent

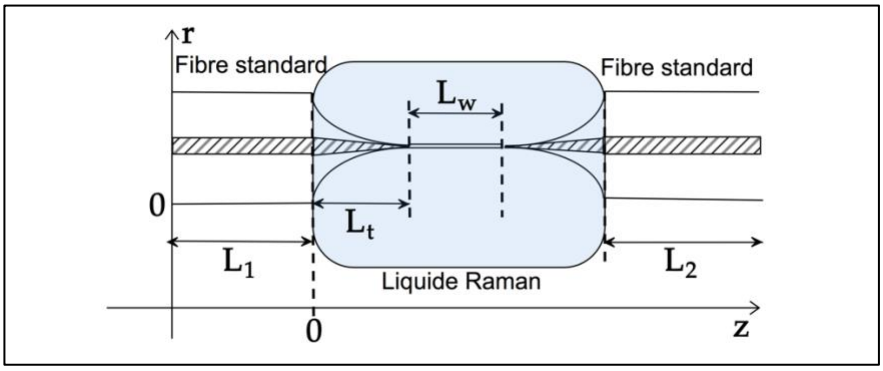


Figure 3.1 Schéma d'un convertisseur Raman évanescent ; L_1 et L_2 : extrémités de la fibre optique standard d'entrée et de sortie ; L_t : longueur du taper ; L_w : longueur de la nanofibre. Le liquide Raman est schématisé par la zone bleutée.

La Figure 3.1 montre la structure générale du convertisseur Raman évanescent proposé. Ce schéma est juste illustratif et n'est pas à l'échelle ni en transverse ni en longitudinal. La nanofibre et les deux tapers symétriques baignent dans un liquide Raman. L_1 et L_2 sont nécessaires pour faciliter la manipulation du convertisseur ainsi que pour l'injection et la collection de la lumière. Dans cette partie, nous allons dimensionner notre convertisseur Raman évanescent en justifiant les choix faits pour les paramètres (rayon de la nanfibre r_{NF}, longueur de la nanofibre L_w, et longueur du taper L_t) et en présentant les fibres optiques standard de silice à partir desquelles il est fabriqué.

3.2.1. Dimensionnement de la nanofibre

Nous avons choisi d'utiliser l'éthanol comme liquide Raman. C'est en effet un liquide non toxique, facile à manipuler et transparent dans le visible. Son gain Raman est certes modeste par rapport à d'autres liquides, mais il est bien supérieur à celui de la silice. Les paramètres de l'éthanol utilisés par la suite sont résumés dans le tableau suivant :

n_L	g_L $(m.W^{-1})$	Décalage Raman σ_R (cm^{-1})	λ_S (nm)
1.36	2.92×10^{-12} [Griffths]	2928	630

Tableau 3.1 Paramètres utiles de l'éthanol

On choisit une longueur de nanofibre $L_w = 8$ cm. Cette longueur permet d'obtenir une valeur du paramètre γ d'environ 23 sur une plage de rayons allant de 200 nm à 400 nm tout en assurant une puissance de pompe inférieure à 1 kW (puissance de pompe correspondant au seuil de dommage optique de la nanofibre évalué en première approximation).

Nous nous basons sur le paramètre γ pour déterminer le rayon de la nanofibre r_{NF}. Pour cela, on représente dans la Figure 3.2 le gain Raman modal g_{Rm} en fonction du rayon r_{NF} en supposant que l'onde de pompe et l'onde Stokes se propagent dans le mode HE_{11}. On montre aussi, sur le même graphique, l'énergie E_{th} à laquelle le seuil Raman évanescent est atteint. Cette énergie théorique est calculée à partir du paramètre γ au seuil en considérant un laser de pompe impulsionnel dont la durée d'impulsion à mi-hauteur est Δt = 900 ps et dont le taux de répétition est F = 4,7 kHz. Elle s'exprime par la formule suivante :

$$E_{th} = \frac{23 \times \Delta t}{g_{Rm}\, L_w} \tag{3.1}$$

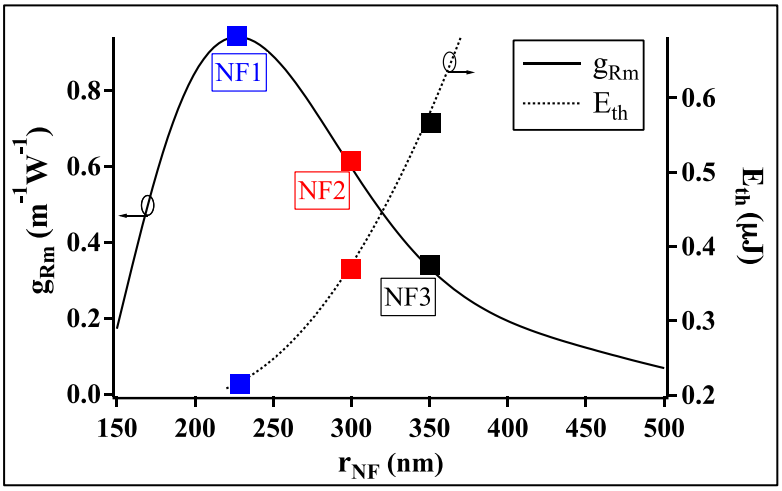


Figure 3.2 Gain Raman modal g_{Rm} (à gauche) et énergie du seuil Raman évanescent E_{th} (à droite) en fonction du rayon r_{NF} de la nanofibre immergée dans l'éthanol.

On observe que la courbe du gain atteint son maximum à r_{NF} = 220 nm. Comme le montre la Figure 3.2, nous avons choisi d'étudier trois rayons dont le gain g_{Rm} est entre 0,35 $m^{-1}W^{-1}$ et 1 $m^{-1}W^{-1}$ et nous notons les nanofibres choisies respectivement NF1 de rayon r_{NF} = 220 nm (nanofibre ayant le gain Raman modal maximal), NF2 de rayon r_{NF} = 300 nm et NF3 de rayon r_{NF} = 350 nm. En effet, choisir un rayon plus petit que 220 nm rend la manipulation de la nanofibre très compliquée surtout au niveau de son transfert et de son immersion dans le liquide et considérer un rayon plus grand que 350 nm nous procure un gain limité qui risque de ne pas pouvoir exciter la diffusion Raman évanescente avant que la nanofibre casse pour une longueur de la nanofibre L_w = 8 cm.

Après avoir fixé la longueur et les différents rayons des nanofibres à tester, nous allons introduire les fibres optiques standards à partir desquelles les convertisseurs vont être créés.

3.2.2. Fibres optiques standard utilisées

Nous étirons nos nanofibres à partir de deux fibres optiques de silice différentes : une fibre optique monomode à 1550 nm (ref. SMF28 de Corning) et une fibre optique monomode à λ_p = 532 nm et à λ_S = 630 nm (ref. 460HP de Thorlabs). Les paramètres de ces fibres (r_{c0}, r_0, n_c, n_g) sont détaillés dans le Tableau 3.2. n_g est calculé en utilisant les formules de Sellmeier pour la silice pure exprimée en fonction de la longueur d'onde λ comme suit (λ est en µm) :

$$n = \sqrt{1 + \frac{0{,}6961663\,\lambda^2}{\lambda^2 - 0{,}0684043^2} + \frac{0{,}4079426\,\lambda^2}{\lambda^2 - 0{,}1162414^2} + \frac{0{,}8974794\,\lambda^2}{\lambda^2 - 9{,}896161^2}} \qquad (3.2)$$

n_c est déduite de la valeur d'ouverture numérique ON précisée sur les sites de constructeurs [siteweb1, siteweb2] à l'aide de la formule $ON = \sqrt{n_c^2 - n_g^2}$.

Nous noterons dans la suite du chapitre nos nanofibres selon la nomenclature suivante « Type de la fibre- NFx » avec Type de la fibre = SMF28, 460HP et x = 1,2,3.

	r_{c0} (µm)	r_0 (µm)	n_c à 532 nm	n_g à 532 nm	n_c à 630 nm	n_g à 630 nm
SMF28	4.1	62.5	1.4628	1.4569	1.4629	1.4571
460HP	1.25	62.5	1.4637	1.4569	1.4638	1.4571

Tableau 3.2 Paramètres des fibres optiques utilisées ; r_0 rayon de gaine de la fibre standard ; r_{c0} rayon de cœur de la fibre standard.

La fibre optique SMF28 est très multimode à λ_p = 532 nm. Afin de garantir que la pompe se propage dans le mode HE_{11} dans la nanofibre, il est nécessaire de filtrer tous les modes d'ordre supérieurs possibles dans L_1. Parmi les techniques de filtrage, on considère la création d'un filtre monomode à partir de la partie L_1 elle-même en l'étirant sur 1 cm jusqu'à atteindre un rayon de cœur r_{c0} qui ne laisse propager que le mode fondamental LP_{01} (voir Figure 3.3). Il est important d'avoir la plus faible distance entre le filtre et le premier taper de la nanofibre tout en maintenant le bout de fibre entre le filtre et la nanofibre le plus droit et tendu possible. Ceci permet d'éviter les pertes de couplage entre les modes.

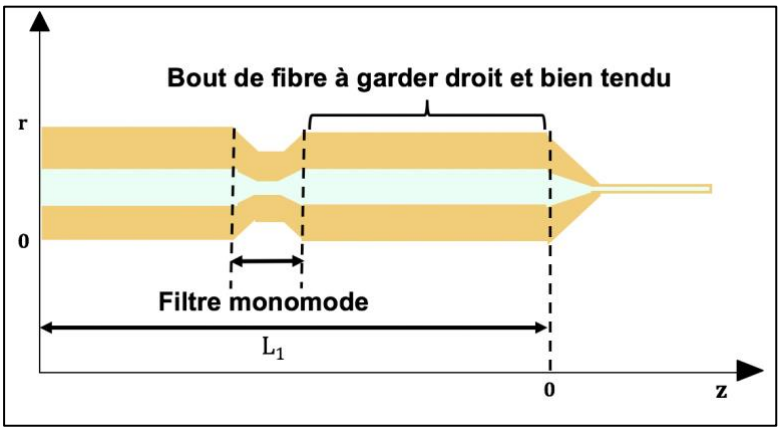


Figure 3.3 Illustration du filtre monomode étiré sur L_1 et de la partie de la fibre optique standard entre le filtre et le taper qui doit être droit et bien tendu.

Nous avons créé un filtre de rayon de cœur égal à 1 µm et de rayon de gaine égal à 16 µm. En injectant un faisceau à λ_p = 532 nm dans L_1, le mode collecté après 20 cm du filtre est bien le mode fondamental. Bien qu'elle soit saturée, la Figure 3.4 donne une idée du mode obtenu.

Figure 3.4 Le mode optique fondamental LP_{01} à la sortie de L_1 après 20 cm du filtre monomode.

Après avoir présenté les fibres optiques standard utilisées pour l'étirage des convertisseurs, nous allons dimensionner les tapers et fixer les conditions garantissant leur adiabaticité.

3.2.3. Dimensionnement des tapers

Les tapers de nos convertisseurs doivent être dimensionnés de sorte qu'ils assurent le compromis suivant : être adiabatiques à λ_p = 532 nm et à λ_S = 630 nm mais en même temps relativement courts étant donné que la longueur totale maximale d'un convertisseur Raman évanescent (la nanofibre et les deux tapers) est 18 cm en utilisant notre banc d'étirage.

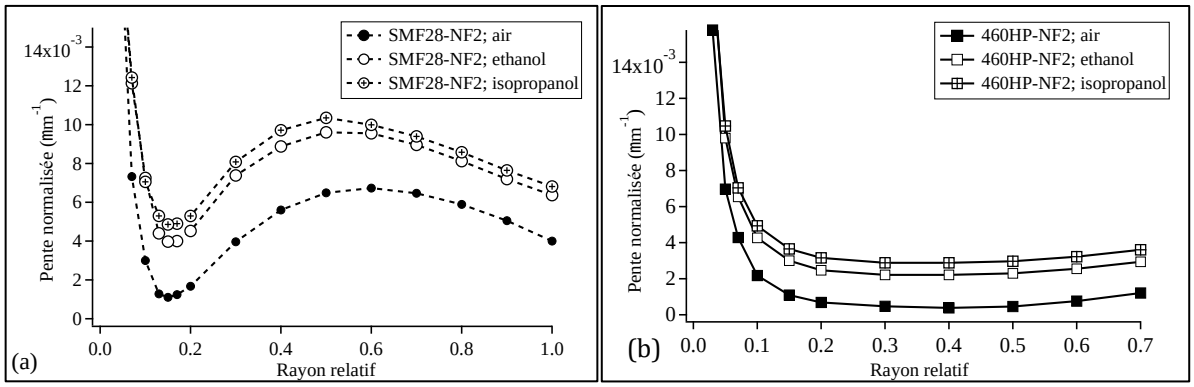


Figure 3.5 (a) Les limites d'adiabaticité de la SMF28-NF2 pour différents indices de réfraction (air : n = 1, éthanol : n_L = 1,36, isopropanol : n_L = 1,38); (b) Les limites d'adiabaticité de la 460HP-NF2 pour différents indices de réfraction (air : n = 1, éthanol : n_L = 1,36, isopropanol : n_L = 1,38).

Sur les Figure 3.5(a) et (b) nous avons représenté les limites d'adiabaticité pour les deux fibres, en fonction de l'indice du milieu extérieur n_e. Ces figures montrent que l'augmentation de n_e fait monter la limite d'adiabaticité. Ainsi, il est moins contraignant de créer un taper adiabatique dans l'isopropanol (n_e = 1,38) que dans l'éthanol (n_e = 1,36) et que dans l'air (n_e = 1).

Nous avons validé expérimentalement cette observation. Une nanofibre NF1 étirée à partir de SMF28 transmet 83% de la lumière incidente dans l'air, 92% lorsqu'elle est dans l'éthanol et 95% dans l'isopropanol. En l'étirant d'une 460HP, la même nanofibre transmet 80% de la lumière incidente dans l'air, 87% dans l'éthanol et 90% dans l'isopropanol.

Ces courbes montrent également que nos tapers peuvent être fabriqués de sorte à être adiabatiques dans l'éthanol même s'ils ne le sont pas dans l'air. Ceci nous a permis de considérer des tapers polynomiaux relativement courts. Le Tableau 3.3 résume les longueurs des tapers L_t pour les différents échantillons en fixant q = 6, L_{min} = 3 mm et R_0 = 0,97. Ces longueurs sont les mêmes pour les deux fibres SMF28 et 460HP.

Nanofibres	NF1	NF2	NF3
$\mathbf{L_t}$ (cm)	5	4,2	4

Tableau 3.3 Longueurs des tapers de nos échantillons NF1, NF2 et NF3 en cm ; ces longueurs sont valables pour les deux fibres standards SMF28 et 460HP.

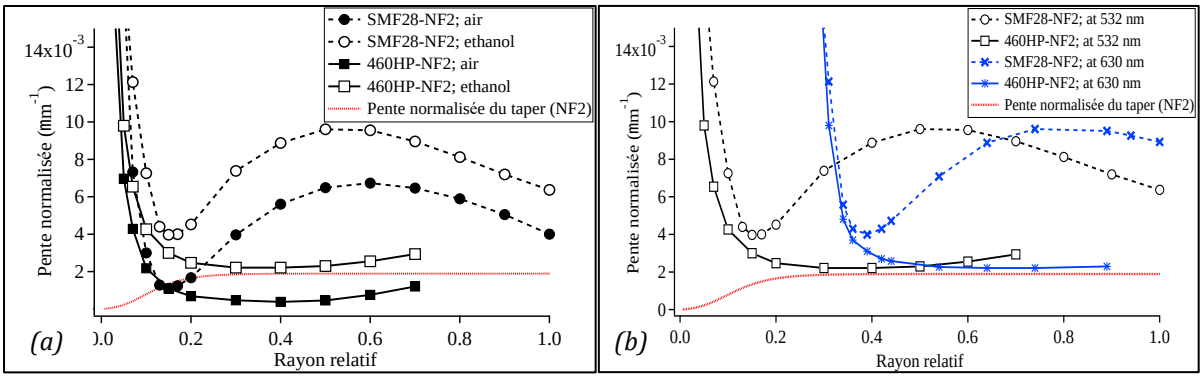


Figure 3.6 (a) Comparaison entre la condition d'adiabaticité des tapers issus de la SMF28 et ceux issus de la 460HP, (b) Vérification de l'adiabaticité des tapers à la longueur d'onde du premier ordre Stokes 630 nm ; Air : n = 1 ; éthanol : n_L = 1,36.

La pente locale normalisée du taper de la SMF28-NF2 est représentée dans les Figure 3.6(a) et (b) en rouge. La Figure 3.6(a) montre pourquoi créer un taper adiabatique à partir de la SMF28 est plus facile qu'en utilisant la 460HP. La limite d'adiabaticité dans le cas de la SMF28 présente un minimum ponctuel à $\frac{r}{r_0} = 0{,}15$ tandis que la valeur minimale de la limite d'adiabaticité est maintenue entre $\frac{r}{r_0} = 0{,}3$ et $\frac{r}{r_0} = 0{,}55$ pour le cas de la 460HP et donc la sensibilité aux défauts s'étale sur une plus grande longueur. Nous avons théoriquement vérifié dans la Figure 3.6(b) que les tapers considérés seront également adiabatiques à la longueur d'onde du premier ordre Stokes (630 nm).

Nous avons dimensionné nos convertisseurs Raman évanescents en fixant leurs paramètres (r_{NF}, L_w, L_t) et en choisissant les fibres optiques à partir desquelles ils seront étirés.

Dans la partie suivante, nous allons valider expérimentalement la géométrie des convertisseurs que nous avons fabriqués.

3.3. Estimation des incertitudes de la géométrie du convertisseur fabriqué

Afin de valider la géométrie du convertisseur fabriqué, il est nécessaire d'effectuer une mesure expérimentale de son profil, à savoir l'évolution du rayon en fonction de la position longitudinale z, dans les tapers et dans la nanofibre.

Nous nous intéressons dans un premier temps au rayon de la nanofibre et à son uniformité. Nous considérons l'exemple d'une nanofibre de rayon visé $r_{NF}^{visé} = 300$ nm et de longueur de la nanofibre visée $L_w^{visée} = 2$ cm. Nous avons mesuré au microscope électronique à balayage (MEB) le rayon de cette nanofibre à différents endroits sur une section de 0,8 cm. La Figure 3.7 montre l'une de ces images.

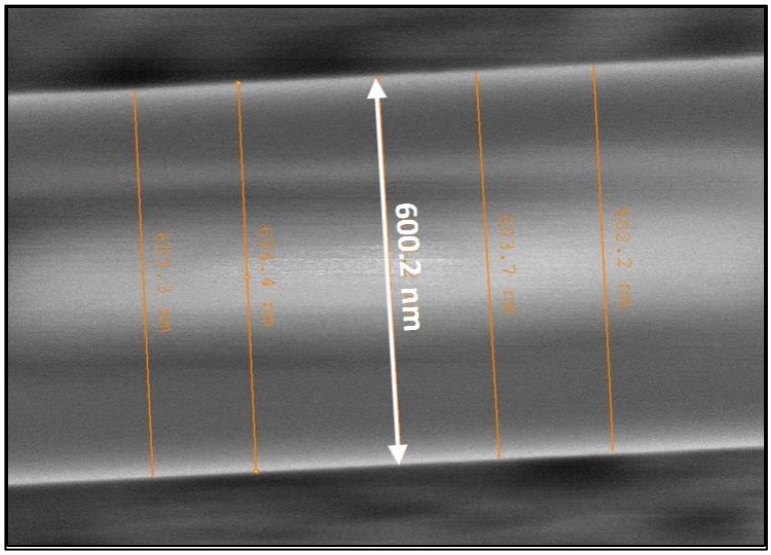
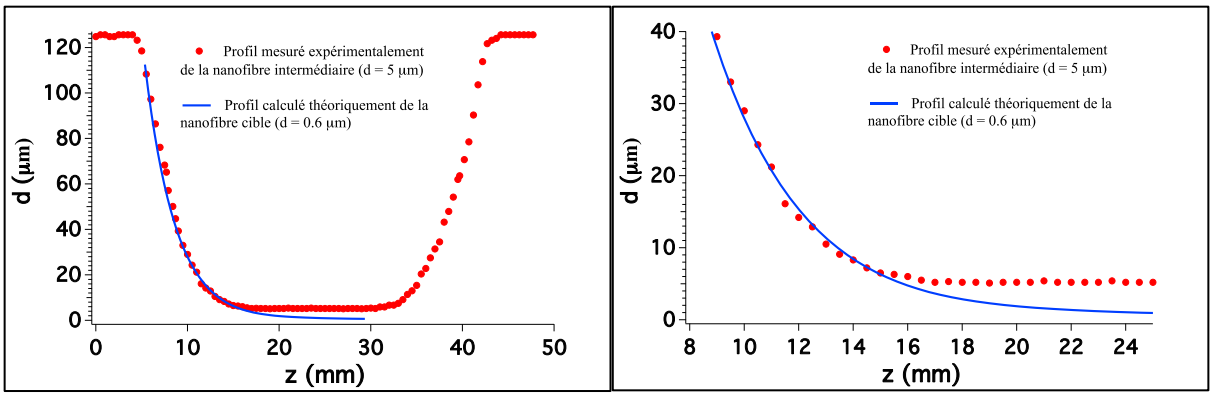


Figure 3.7 Image MEB prise par Anne-Lise Coutrot d'une nanofibre de 300 nm de rayon (crédit photo : Anne-Lise Coutrot, LCF)

Le rayon moyen qui résulte de ces mesures prises au MEB est $r_{NF_moyen}^{mesuré} = 303$ nm avec un écartype de $\pm$ 15 nm. L'uniformité de la nanofibre sur une section de 0,8 cm pour des rayons de l'ordre de 300 nm est de 9%. Ces résultats montrent à la fois un bon accord entre le rayon visé et le rayon mesuré et une bonne uniformité de la nanofibre.

Comme il est difficile de réaliser des mesures MEB sur une grande longueur, nous avons utilisé une autre méthode pour estimer l'incertitude sur la longueur de la nanofibre et des tapers. Nous considérons le même échantillon ($r_{NF}^{visé} = 300$ nm et $L_{w}^{visée} = 2$ cm) et nous utilisons pour ces mesures la caméra CCD de la soudeuse à fibres Vytran GPX3400. Comme la résolution de cet outil de mesure ne nous permet pas de descendre sous des diamètres de 5 µm, nous avons arrêté le processus de l'étirage de la nanofibre considérée au 25ème cycle. À la fin de ce cycle, nous obtenons une nanofibre «intermédiaire» de diamètre intermédiaire visé $d_{NF,intermédiaire}^{visé} = 5$ µm, de longueur intermédiaire de nanofibre visée $L_{w,intermédiaire}^{visée} = 13{,}5$ mm et de longueur intermédiaire de taper visée $L_{t,intermédiaire}^{visée} = 12$ mm.

La Figure 3.8(a) montre le profil expérimental de cette structure intermédiaire ($d_{NF,intermédiaire}^{visé} = 5$ µm) et le profil théorique de la nanofibre initialement considérée ($d_{NF}^{visé} = 600$ nm), ces profils représentant le diamètre d en fonction de z.



(a) (b)

Figure 3.8 (a) Profil théorique de la nanofibre cible (bleu continu) et profil expérimental de la structure intermédiaire (rouge en pointillé) ; (b) Zoom sur le premier taper.

Ces mesures nous permettent d'estimer l'incertitude sur la longueur de la nanofibre et sur la longueur des tapers. Pour mesurer la longueur de la nanofibre, nous regardons à partir de quelle position z le rayon dépasse de plus de 5% le rayon de la zone homogène de la nanofibre.

Nous obtenons $L_{w,\text{intermédiaire}}^{\text{mesurée}} = 13{,}0 \pm 0{,}7$ mm et $L_{t,\text{intermédiaire}}^{\text{mesurée}} = 12{,}0 \pm 0{,}5$ mm.

Ces mesures ont été répétées pour plusieurs longueurs intermédiaires afin de voir comment évoluent les incertitudes. Nous mesurons un écart systématique de -0,5 mm sur la longueur de nanofibre mesurée par rapport à la longueur visée et l'incertitude mesurée est toujours très proche de $\pm 0{,}7$ mm. Pour les tapers, nous obtenons comme dans l'exemple du dessus un accord presque parfait avec la longueur théorique et une incertitude toujours très proche de $\pm 0{,}5$ mm. Nous concluons ainsi que les dimensions du convertisseur visées et les dimensions du convertisseur expérimental sont en très bon accord et faisons l'hypothèse que ces incertitudes sur la longueur de la nanofibre et la longueur des tapers vont rester les mêmes pour des nanofibres de rayons plus petits et de plus grande longueur.

Nous avons vérifié la bonne conformité entre la géométrie théorique des convertisseurs et celle réalisée expérimentalement. Ces mesures nous serviront pour un calcul plus précis du paramètre γ que nous détaillerons dans les prochains paragraphes.

Dans la partie suivante, nous décrivons le montage expérimental permettant d'exciter la diffusion Raman évanescente.

3.4. Montage expérimental

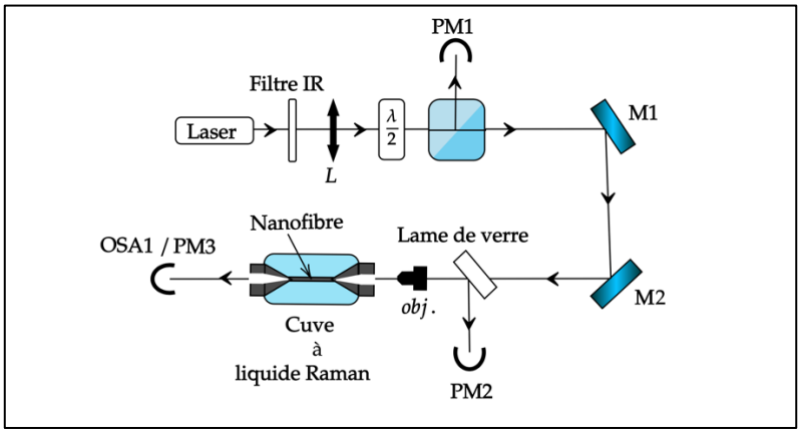


Figure 3.9 Schéma du montage expérimental ; L : lentille, $\frac{\lambda}{2}$: lame demi-onde, PM : puissancemètre, M1 et M2 : mirroirs, obj. : objectif (x20), OSA : analyseur de spectre optique.

Afin de caractériser optiquement les convertisseurs conçus, nous mettons en œuvre le montage expérimental représenté dans la Figure 3.9. Un laser impulsionnel de pompe (ref. HORUS) émet un faisceau à λ_p = 532 nm. La durée d'impulsion à mi-hauteur de 900 ps, le taux de répétition est de 4,7 kHz et la puissance crête maximale est de 7 kW. L'énergie par impulsion est au maximum de 6,3 µJ. Une lentille de distance focale 10 cm collimate le faisceau de la pompe et l'association d'une lame demi-onde et d'un cube séparateur de polarisation permet de contrôler l'énergie de la pompe incidente étant donné que le laser est linéairement polarisé. La partie rejetée par le cube séparateur et envoyée sur le puissance-mètre PM1 sert de mesure de référence. L'autre partie du faisceau se réfléchit sur les miroirs M1 et M2 qui servent à ajuster l'orientation du faisceau et passe par une lame de verre. Cette lame de verre sert à analyser les faisceaux rétrodiffusés. Le faisceau de pompe est injecté dans la nanofibre par le biais d'un objectif (x20) dont l'ouverture numérique est de 0,35. Cet objectif est fixé sur une monture (Nanomax Thorlabs) très stable possédant des translations micrométriques dans les trois directions de l'espace, ce qui permet d'injecter la lumière dans la nanofibre de façon précise. Le faisceau de sortie est analysé en utilisant un analyseur de spectre optique (réf. Anritsu). La nanofibre est fabriquée en utilisant le banc d'étirage décrit dans le chapitre précédent. Les puissance-mètres PM2 et PM3 permettent de mesurer respectivement la puissance du faisceau rétrodiffusé et la puissance à la sortie de la nanofibre.

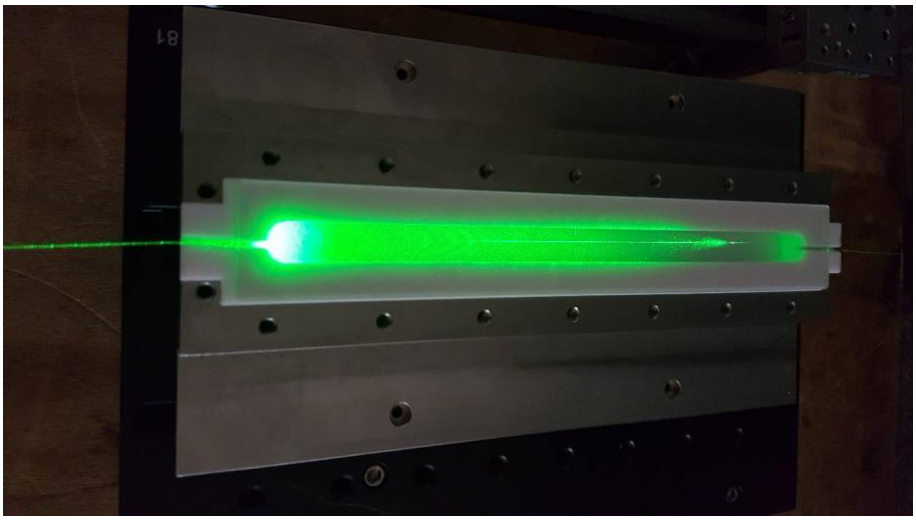


Figure 3.10 Cuve en téflon utilisée pour immerger nos nanofibres.

La cuve dans laquelle baigne la nanofibre est une structure rectangulaire en téflon refermée par un couvercle en verre nous permettant d'observer ce qu'il se passe dans la cuve. Il protège également la nanofibre et permet d'éviter l'évaporation du liquide Raman durant l'expérience (voir image de la Figure 3.10). Elle comporte à ses extrémités deux V-grooves pour guider la fibre et mesure 5 cm de large par 20 cm de long, longueur légèrement supérieure à la longueur totale maximum du composant (nanofibre et ses tapers).

Contrairement à l'étirage qui doit se dérouler en atmosphère propre sous le plafond soufflant (soufflerie éteinte), l'expérience de diffusion Raman évanescente peut être réalisée dans les conditions standard du laboratoire. La nanofibre est transférée du banc d'étirage vers la cuve à l'aide d'un support à nanofibre sous le plafond soufflant. Elle est ensuite protégée par la cuve puis transportée vers le montage, situé en-dehors du plafond soufflant. L'injection du faisceau de pompe dans la nanofibre est optimisée à l'aide de PM3 et le liquide Raman est inséré très lentement dans la cuve à l'aide d'une micro-seringue par l'espace résiduel présent au-dessus d'un des deux V-grooves.

Nous fixons les longueurs de L_1 et L_2 respectivement à 30 cm et 40 cm afin qu'elles soient suffisamment longues pour une manipulation facile et en même temps suffisamment courtes pour éviter la génération de la diffusion Raman dans la silice qui peut limiter la diffusion Raman évanescente. Nous vérifions que la partie L_1 est bien droite et tendue afin d'éviter tout re-couplage de modes après le filtre monomode (présent dans le cas de la fibre SMF28).

Nous avons décrit le montage expérimental utilisé pour exciter la diffusion Raman évanescente et les techniques de manipulation de la nanofibre et du remplissage du liquide Raman dans la cuve.

Dans la partie suivante, nous allons présenter nos résultats expérimentaux.

3.5. Résultats expérimentaux

Nous commençons cette partie par analyser les faisceaux co-propageants et rétrodiffusés. Nous parlons ensuite de l'efficacité et de la répétabilité des performances de nos convertisseurs. Nous discutons l'impact du domaine de fonctionnement sur le taux de conversion des longueurs d'onde tout en estimant une valeur plus précise du paramètre γ. Nous présentons une comparaison des résultats des deux fibres optiques utilisées et l'extrapolation possible de nos modèles à d'autres liquides. Finalement, nous détaillons l'étude des seuils de dommage optique des nanofibres.

3.5.1. Spectre de sortie du convertisseur

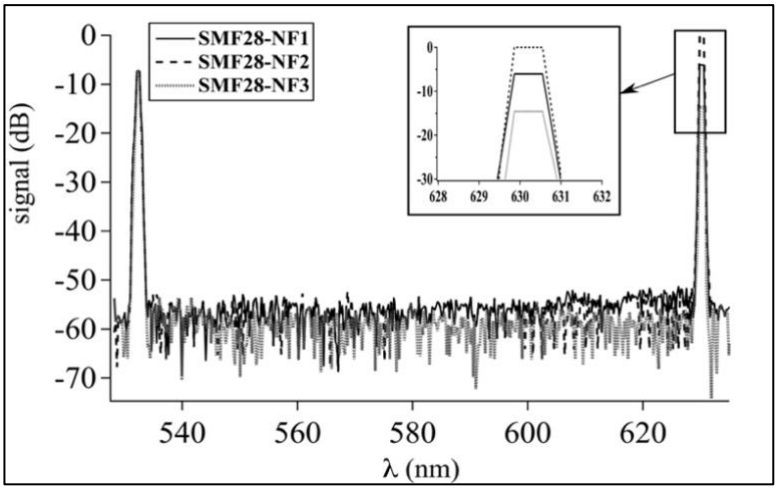


Figure 3.11 Spectres de sortie des nanofibres SMF28-NF1, SMF28-NF2 et SMF28-NF3 immergées dans l'éthanol juste avant qu'elles ne cassent.

Nous enregistrons les spectres du faisceau de sortie à l'OSA pour SMF28-NF1, SMF28-NF2 et SMF28-NF3 baignées dans l'éthanol à hautes énergies E_{in} (énergies à l'entrée du premier taper), juste avant que les nanofibres ne cassent (voir exemple en Figure 3.11). Sur les trois spectres enregistrés, nous remarquons la présence de deux pics : le pic de la pompe à 532 nm et le pic du premier ordre Stokes à 630 nm. Nous observons l'absence du pic correspondant à la diffusion Raman dans la silice à 545 nm, ce qui montre qu'on n'excite pas la diffusion Raman dans la silice co-propageante de la nanofibre et ce qui confirme le choix approprié de L_1 et de L_2. Nous trouvons les mêmes résultats pour les spectres des nanofibres 460HP-NF1, 460HP-NF2 et 460HP-NF3.

En régime sub-nanoseconde, la longueur de la nanofibre et la longueur couverte par la pompe sont du même ordre de grandeur (~ 10 cm). Ceci peut favoriser la génération

des effets rétrodiffusés tels que l'effet Raman rétrodiffusé et l'effet Brillouin respectivement dans la silice et dans l'éthanol, effets qui pourraient diminuer l'efficacité de la conversion Raman [Phan Huy].

En visualisant avec l'OSA le faisceau rétrodiffusé après la lame de verre, nous n'avons observé d'effet Raman ni dans la silice ni dans l'éthanol. Nous avons aussi mesuré l'énergie rétrodiffusée E_{back} en fonction de l'énergie de pompe incidente E_{in} à 532 nm pour SMF28-NF1, SMF28-NF2 et SMF28-NF3 et obtenu des courbes croissant de façon linéaire avec la puissance de pompe incidente. Il s'agit donc de réflexions parasites sur les interfaces non traitées, de faible amplitude.

3.5.2. Modes de sortie du convertisseur à 532 nm et 630 nm

La Figure 3.12 représente une visualisation des modes de sortie dans le cas de la nanofibre SMF28-NF2, même si la photo est très saturée. Nous utilisons un réseau de diffraction pour séparer le faisceau de pompe et le faisceau Stokes et visualiser simultanément les deux modes (sur le papier, après le réseau). Les deux faisceaux sont émis sur le mode fondamental.

Figure 3.12 Visualisation des modes de pompe et Stokes après le réseau de diffraction juste avant que la nanofibre ne casse.

Nous avons vérifié grâce aux analyses des faisceaux co-propageants et rétrodiffusés qu'il n'existe pas d'effets parasites non linéaires limitant la diffusion Raman évanescente. Nous avons aussi vérifié que les modes de sortie de la pompe transmise et de l'onde Stokes sont bien les modes fondamentaux.

Dans le paragraphe suivant, nous allons étudier l'efficacité de nos convertisseurs de longueur d'onde.

3.5.3. Efficacité du convertisseur Raman évanescent

Nous nous intéressons aux nanofibres SMF28-NF1, SMF28-NF2 et SMF28-NF3 immergées dans l'éthanol. L'énergie de la pompe E_p transmise par ces nanofibres et l'énergie du premier ordre Stokes E_S collectée à leurs sorties sont tracées en fonction de

l'énergie incidente de la pompe E_{in}. E_{in} est calculée à partir de la puissance moyenne incidente $P_{in,moy}$ mesurée à l'aide de PM1 (voir le montage expérimental) et en appliquant la formule $E_{in} = \frac{P_{in,moy}}{F}$ où F est le taux de répétition du laser égal dans notre cas à 4,7 KHz. Afin de trouver les valeurs de E_p et de E_S, nous avons effectué un étalonnage de l'OSA pour les longueurs d'onde 532 nm et 630 nm [PhanHuy]. On mesure tout d'abord la puissance transmise par chaque raie à l'aide de filtres colorés calibrés et d'un puissance-mètre. L'OSA est ensuite utilisé avec une faible résolution (10 nm, bien supérieur à la largeur de la raie Raman), ce qui permet d'avoir une puissance moyenne de chaque raie en unité arbitraire de l'OSA, puis de faire la correspondance entre les valeurs données par le puissance-mètre et celles données par l'OSA. Cette technique permet d'avoir de façon simultanée les puissances moyennes de pompe et Stokes. Les énergies E_p et E_S sont alors calculées à partir de ces puissances moyennes.

La Figure 1.14 représente les courbes des puissances transmises par les 3 nanofibres étudiées.

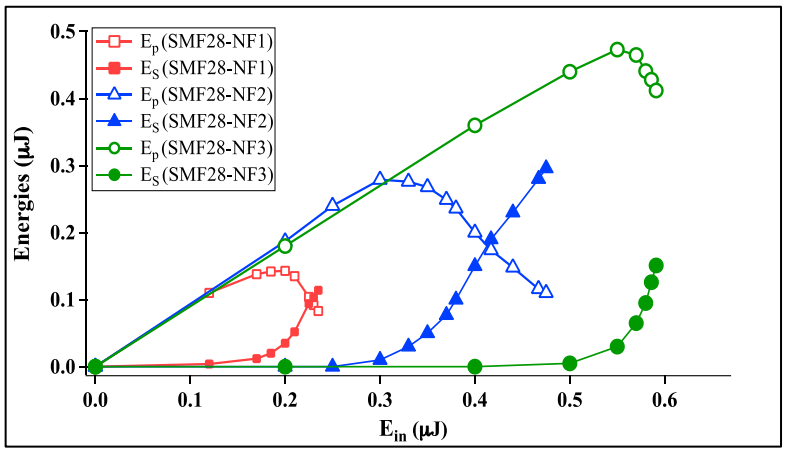


Figure 3.13 Énergie de pompe transmise E_p et énergie du premier ordre Stokes E_S en fonction de l'énergie de pompe incidente E_{in} pour SMF28-NF1, SMF28-NF2 et SMF28- NF3 immergées dans l'éthanol.

Pour les faibles énergies incidentes E_{in}, E_p augmente linéairement puis diminue quand les photons du premier ordre Stokes apparaissent. On définit l'efficacité externe de la conversion Raman η_{ex} comme le rapport entre l'énergie maximale du premier ordre Stokes E_{Smax} et l'énergie incidente de la pompe E_{in}. Cette efficacité n'est calculée que si le seuil Raman évanescent est atteint.

L'énergie Stokes la plus élevée E_{Smax} est obtenue pour la SMF28-NF2. Elle vaut E_{Smax} = 0,29 µJ pour une énergie de pompe incidente E_{in} = 0,48 µJ, ce qui correspond à une efficacité externe de conversion Raman η_{ex} = 60%. Le seuil Raman évanescent est atteint pour E_{in} = 0,4 µJ.

Pour la SMF28-NF1, qui est la nanofibre ayant le gain Raman modal le plus élevé, le maximum de l'énergie Stokes est $E_{Smax} = 0{,}13$ µJ et $\eta_{ex} = 51\%$. Le seuil Raman évanescent dans ce cas est suivi par le dommage optique de la nanofibre qui se rompt en deux sous l'effet de la lumière.

Avec la SMF28-NF3, nous avons uniquement une énergie Stokes maximale E_{Smax} 0,15 µJ et le seuil Raman évanescent n'est pas atteint.

Dans le paragraphe suivant, nous allons vérifier la répétabilité des performances de nos convertisseurs par des études systématiques.

3.5.4. Études systématiques des performances des convertisseurs

Pour ces études, nous avons réalisé 20 convertisseurs de chaque nanofibre (SMF28-NF1, SMF28-NF2, SMF28- NF3), soit au total 60 convertisseurs.

La Figure 3.14 représente les énergies incidentes au seuil Raman évanescent et au dommage optique de la nanofibre notées respectivement E_{th} et E_{break} ainsi que l'énergie Stokes maximale notée E_{Smax} pour les 20 échantillons de SMF28-NF2 immergée dans l'éthanol. Les résultats pour la SMF28-NF1 et la SMF28- NF3 montrent les mêmes tendances.

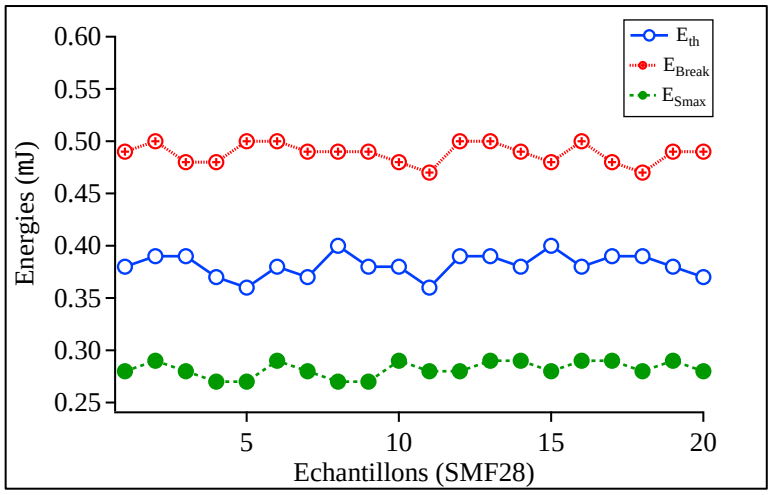


Figure 3.14 Énergie incidente au seuil Raman évanescent E_{th}, énergie incidente au seuil de dommage optique E_{break} et énergie maximale du premier ordre Stokes E_{Smax} en fonction des échantillons de SMF28-NF2.

Nous calculons la moyenne et l'écart-type de E_{Smax} pour les 20 échantillons de chaque nanofibre (SMF28-NF1, SMF28-NF2, SMF28-NF3) immergée dans l'éthanol juste avant le dommage optique. Les résultats de ces calculs sont représentés dans le tableau ci-après.

Nanofibre	Moyenne (µJ)	Écart-type (µJ)
SMF28-NF1	0,13	0,01
SMF28-NF2	0,28	0,01
SMF28-NF3	0,15	0,01

Tableau 3.4 Moyennes et écart-types de E_{Smax} pour les 20 échantillons de chaque nanofibre.

Nous avons montré que les convertisseurs que nous avons fabriqués ont des efficacités externes de conversion élevées pouvant atteindre 60%. Cependant, nous remarquons que l'efficacité de conversion externe la plus élevée n'a pas été atteinte pour le rayon ayant le gain Raman modal maximal. Les performances de nos convertisseurs sont répétables et comparables à celles des convertisseurs de longueur d'onde déjà existants que nous avons précédemment évoqués (voir introduction du chapitre 3).

Dans le paragraphe suivant, nous allons nous intéresser au domaine de fonctionnement et à son impact sur l'efficacité de nos convertisseurs.

3.5.5. Domaine de fonctionnement des convertisseurs

Nous considérons dans ce paragraphe les nanofibres SMF28-NF1, SMF28-NF2 et SMF28-NF3. Nous définissons le domaine de fonctionnement des convertisseurs ΔE comme l'intervalle entre l'énergie du dommage optique de la nanofibre E_{break} et l'énergie du seuil Raman évanescent E_{th}. Ainsi, $\Delta E = E_{break} - E_{th}$ et il faut donc que ΔE soit positif.

Nous considérons le domaine de fonctionnement "théorique" défini par $\Delta E_{theo} = E_{break} - E_{th}^{theo}$, où E_{th}^{theo} est l'énergie du seuil Raman évanescent théorique calculé grâce à $\gamma = 23$ et le domaine de fonctionnement "expérimental" défini par $\Delta E_{exp} = E_{break} - E_{th}^{exp}$, où E_{th}^{exp} est l'énergie du seuil Raman évanescent expérimental.

Afin de visualiser ces deux domaines de fonctionnement des nanofibres (théorique et expérimental), nous traçons sur la Figure 3.15 les énergies E_{break}, E_{th}^{theo} et E_{th}^{exp} en fonction du rayon des trois nanofibres étudiées.

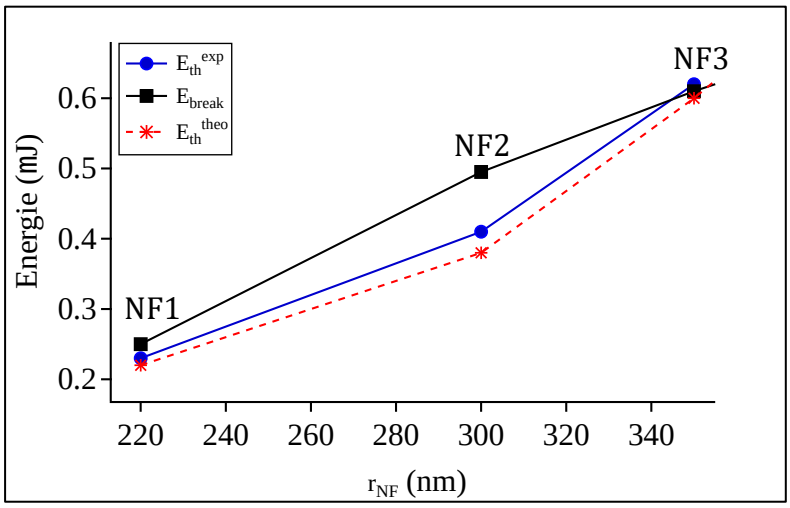


Figure 3.15 Visualisation des domaines de fonctionnement théorique et expérimental ΔE_{theo} et ΔE_{Exp} pour les 3 nanofibres.

Nous remarquons qu'il existe un domaine de fonctionnement optimal autour du rayon r_{NF} = 300 nm correspondant à la nanofibre SMF28-NF2 avec ΔE_{Exp} = 0,08 µJ. Cette observation explique que la SMF28-NF2 permet d'obtenir la plus forte efficacité de conversion alors que son gain Raman modal n'est pas maximal. Pour les rayons plus petits, ΔE_{Exp} diminue et devient presque divisé par deux dans le cas de la nanofibre SMF28-NF1 (ΔE_{Exp} = 0,03 µJ). Nous n'avons pas pu atteindre le seuil du Raman évanescent à partir de r_{NF} = 340 nm. Une solution serait de fabriquer des nanofibres plus longues.

Sur la Figure 3.15, nous avons déterminé E_{th}^{theo} en prenant une valeur de γ égale à 23, issue d'une première approximation [Shan]. On voit qu'il y a un bon accord entre cette valeur et expérience. Nous avons voulu déterminer plus précisément cette valeur de γ pour nos nanofibres et voir dans quelle mesure cette estimation pourrait donner une mesure indirecte du rayon d'une nanofibre.

3.5.6. Calcul et exploitation du paramètre γ

En reprenant l'expression de γ et en procédant par la méthode des dérivées logarithmiques, l'incertitude relative $\frac{\Delta\gamma}{\gamma}$ est calculée à partir de la formule suivante :

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma} = \frac{\Delta g_{Rm}}{g_{Rm}} + \frac{\Delta L_w}{L_w} + \frac{\Delta P_{in}}{P_{in}} \tag{3.3}$$

$$= \frac{\Delta g_{Rm}}{g_{Rm}} + \frac{\Delta L_w}{L_w} + \frac{\Delta E_{in}}{E_{in}} + \frac{\Delta(\Delta t)}{\Delta t}$$

Nous allons alors calculer tous les termes que la formule de $\frac{\Delta\gamma}{\gamma}$ implique afin de pouvoir l'estimer. Pour cela, nous nous concentrons sur l'exemple du convertisseur basé sur la SMF28-NF2 immergée dans l'éthanol.

- incertitude sur Δt :

Il s'agit d'une incertitude relative donnée par le constructeur fournissant le laser et elle vaut : $\frac{\Delta(\Delta \mathbf{t})}{\Delta \mathbf{t}} = 1\%$.

- incertitude sur L_w :

Nous avons détaillé le calcul de cette valeur d'incertitude dans le paragraphe 3.3 et nous trouvons : $\frac{\Delta L_w}{L_w} = 1{,}2\%$.

- incertitude sur E_{in}:

D'après les mesures présentées dans le paragraphe 3.5.4 et en utilisant la formule de l'incertitude relative dépendante de l'écart-type, nous obtenons $\frac{\Delta E_{in}}{E_{in}} = 2{,}4\%$.

- incertitude sur g_{Rm}:

L'incertitude sur le gain Raman modal g_{Rm} dépend de l'incertitude sur le rayon r_{NF}. D'après les mesures réalisées au paragraphe 3.3 on peut estimer que le rayon de la SMF28-NF2 varie entre $r_1 = 285$ nm et $r_2 = 315$ nm. Selon la courbe de la Figure 3.16, nous trouvons que les valeurs correspondantes de gain Raman modal sont respectivement $g_{Rm1} = 0{,}73\ m^{-1}W^{-1}$ et $g_{Rm2} = 0{,}54\ m^{-1}W^{-1}$ ce qui nous donne une valeur d'incertitude relative $\frac{\Delta g_{Rm}}{g_{Rm}} = 25\%$.

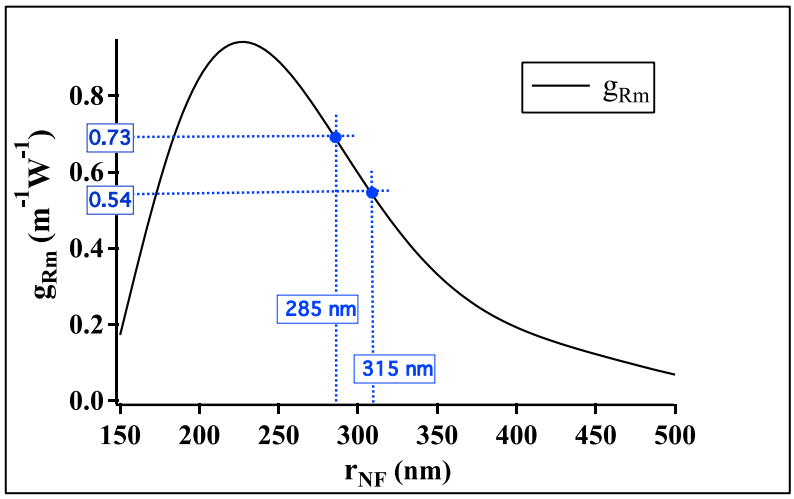


Figure 3.16 Détermination de l'incertitude sur le gain autour de 300 nm.

En tenant compte de ces valeurs d'incertitude et en appliquant la formule 3.3, nous trouvons alors que $\frac{\Delta\gamma}{\gamma} \approx 30\%$. Nous remarquons que l'incertitude sur le gain Raman modal est celle qui a le plus d'impact sur $\frac{\Delta\gamma}{\gamma}$. En améliorant l'homogénéité des nanofibres, il serait possible de diminuer cette incertitude. L'incertitude sur γ nous donne une valeur de r_{NF} autour du rayon de 300 nm : $\gamma = 22 \pm 3$. Donc, pour l'éthanol, γ est situé dans un intervalle [$\gamma_{min} = 18$, $\gamma_{max} = 25$]. Notons que cette valeur est obtenue à l'endroit où la pente du gain est la plus forte (voir Figure 3.16).

Le but suivant est de voir si cette valeur de γ associée à cette incertitude permet de déterminer le rayon d'une nanofibre à partir de la mesure de son seuil Raman. Pour cela nous nous intéressons à la SMF28-NF1 dont le seuil Raman a été atteint.

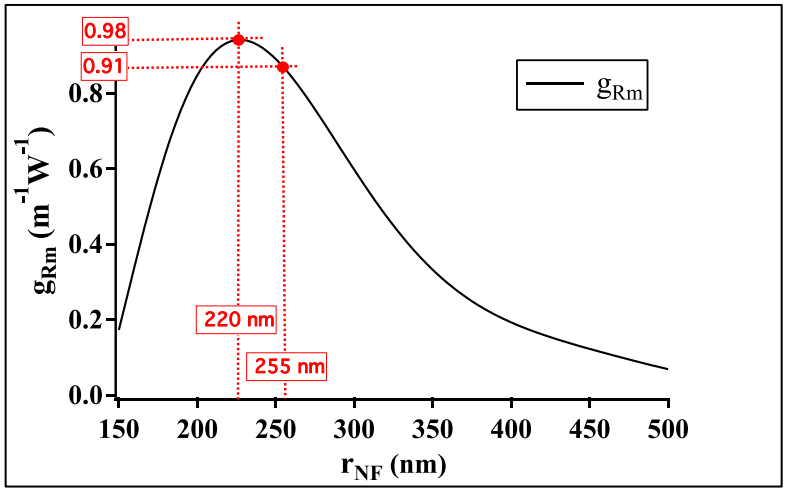


Figure 3.17 Estimation du rayon de la nanofibre NF1.

Nous calculons le gain Raman modal associé à γ_{min} : $g_{Rm,min} = 0{,}91 m^{-1}W^{-1}$. Nous lisons sur la Figure 3.17 la valeur du rayon correspondant, soit r_{max} = 255 nm. Nous calculons ensuite le gain Raman modal associé à γ_{max} : $g_{Rm,max} = 1{,}22 m^{-1}W^{-1}$. Nous voyons sur la Figure 3.17 que cette valeur ne nous permet pas d'avoir une valeur pour r_{min} car cette valeur dépasse le gain maximum de 0,98 $m^{-1}W^{-1}$. Cette méthode nous permet donc d'avoir pour NF1 une borne supérieure du rayon de la nanofibre, en bon accord avec la valeur "réelle" de 220 nm.

Le seuil Raman pour la nanofibre NF3 n'a pas été obtenu. Il est toutefois possible de l'extrapoler à partir des courbes de transmission. On peut lire sur la Figure 3.18 que le seuil Raman serait atteint pour une énergie incidente de 0,62 µJ (par exemple en utilisant une plus grande longueur de nanofibre). À partir de cette valeur, nous pouvons en déduire de la même façon que précédemment un intervalle de rayon pour NF3, à savoir [332 nm, 360 nm], ce qui est en très bon accord avec sa valeur mesurée au MEB de 350 nm.

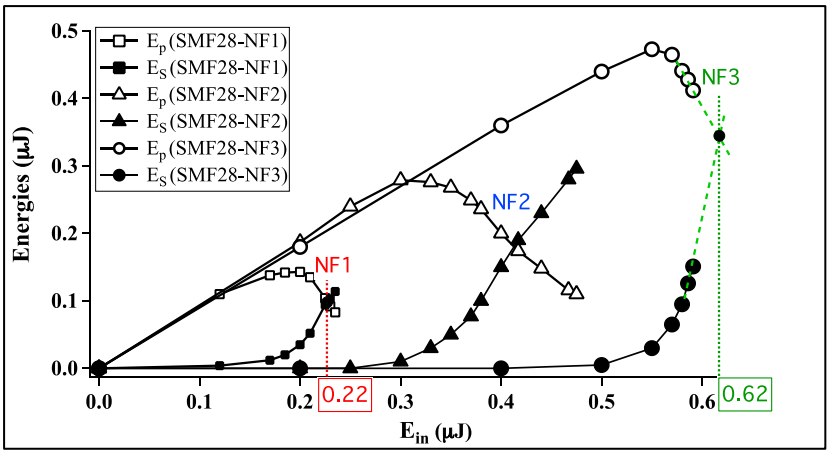


Figure 3.18 Extrapolation du seuil Raman évanescent pour la nanofibre SMF28-NF3 (r_{NF} = 350 nm).

Cette méthode de mesure indirecte permet, de façon non destructive, d'estimer un intervalle du rayon d'une nanofibre à partir de la valeur expérimentale du seuil Raman, pour des rayons typiquement de l'ordre de 300 nm. Pour des rayons plus petits, cette méthode donne une borne supérieure du rayon.

Maintenant que nous avons mis en évidence et exploité le domaine de fonctionnement des convertisseurs, nous allons comparer les résultats trouvés avec les deux fibres optiques standards testées.

3.5.7. Utilisation d'une fibre monomode dans le visible

Dans cette partie nous testons une deuxième fibre optique standard, monomode à 532 nm, la fibre 460HP (Thorlabs). Cette fibre permet de s'affranchir de la réalisation

d'un filtre monomode avant la nanofibre. Nous nous intéressons dans ce paragraphe aux nanofibres 460HP-NF1, 460HP-NF2 et 460HP-NF3 immergés dans l'éthanol. La Figure 3.19 représente les énergies incidentes au seuil Raman évanescent et au dommage optique de la nanofibre notées respectivement E_{th} et E_{break} ainsi que l'énergie Stokes maximale notée E_{Smax} pour 20 échantillons de 460HP-NF2 immergée dans l'éthanol.

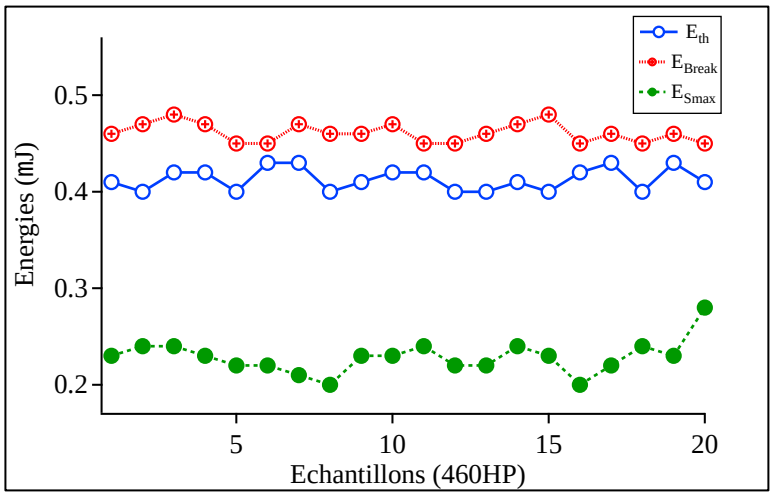


Figure 3.19 Énergie incidente au seuil Raman évanescent E_{th}, énergie incidente au seuil de dommage optique E_{break} et énergie maximale du premier ordre Stokes E_{Smax} en fonction des échantillons de 460HP-NF2.

Nous avons trouvé que, parmi les trois nanofibres testées, la 460HP-NF2 a les meilleures performances avec une efficacité de conversion externe $\eta_{ex} = 53\%$. Le seuil Raman évanescent a été atteint à $E_{th} = 0{,}42$ µJ et la nanofibre a cassé à $E_{break} = 0{,}46$ µJ. Cette valeur d'efficacité reste plus faible que celle obtenue par la SMF28-NF2 mais valide le fait que les meilleures performances de conversion ne sont pas forcément obtenues pour les nanofibres ayant le gain Raman le plus élevé. Contrairement à la SMF28-NF1, la 460HP-NF1 a cassé juste avant d'atteindre le seuil Raman évanescent avec E_{Smax} 0,1 µJ pour $E_{in} = 0{,}26$ µJ. Une nanofibre un peu plus longue (de 8,3 cm au lieu de 8 cm) permettrait d'atteindre le seuil de Raman évanescent. Avec la 460HP- NF3, nous avons obtenu uniquement $E_{Smax} = 0{,}12$ µJ pour $E_{in} = 0{,}64$ µJ. Les domaines de fonctionnement pour les échantillons étirés de la 460HP suivent les mêmes tendances que ceux issus de la SMF28. La valeur la plus élevée de ce domaine de fonctionnement est de 0,04 µJ pour les rayons autour de 300 nm.

Les résultats obtenues avec cette fibre sont aussi très répétables. Nous résumons dans le Tableau 3.5 les moyennes et les écart-types des énergies de Stokes maximales E_{Smax} et des énergies de dommage optiques E_{break} pour 10 échantillons par nanofibre, immergés dans l'éthanol.

Nanofibre	Énergies	Moyenne (µJ)	Écart-type (µJ)
460HP-NF1	E_{Smax}	0,1	0,02
	E_{break}	0,26	0,01
460HP-NF2	E_{Smax}	0,14	0,01
	E_{break}	0,46	0,01
460HP-NF3	E_{Smax}	0,12	0,02
	E_{break}	0,64	0,01

Tableau 3.5 Moyennes et écart-types des énergies pour les 3 rayons de nanofibres étirées à partir de la 460HP (10 échantillons pour chacune) baignées dans l'éthanol.

3.5.8. Tests avec un autre liquide

Nous avons testé l'isopropanol comme un autre liquide Raman. Ce liquide est également un liquide commun et non toxique. Le décalage Raman de la raie principale de l'isopropanol permet d'atteindre une nouvelle longueur d'onde égale à 556 nm. Son indice de réfraction est un peu supérieur à celui de l'éthanol (1,38 au lieu de 1,36). Nous avons résumé ses propriétés utiles dans le tableau suivant.

n_L	g_L $(m.W^{-1})$	Décalage Raman σ_R (cm^{-1})	λ_S (nm)
1,38	$2{,}51 \times 10^{-12}$ [Griffths]	819	556

Tableau 3.6 Propriétés de l'isopropanol à la longueur d'onde de la pompe égale à 532 nm.

La variation du gain Raman modal en fonction du rayon de la nanofibre dans le cas de l'isopropanol a été déjà illustrée dans la Figure 3.20. Nous considérons les échantillons de nanofibres Iso-NF1 et Iso-NF2 ayant les rayons respectifs r_{NF1} = 230 nm qui correspond au gain maximal g_{Rm_max} = 0,79 $m^{-1}W^{-1}$ et r_{NF2} = 300 nm donnant un gain Raman modal g_{Rm} = 0,54 $m^{-1}W^{-1}$. La longueur de la nanofibre est fixée à 8 cm pour les deux échantillons. Nous utilisons les deux fibres optiques standards (SMF28 et 460HP) pour la fabrication de Iso-NF1 et de Iso-NF2 et nous présentons uniquement les résultats expérimentaux des nanofibres fabriquées à partir de la SMF28.

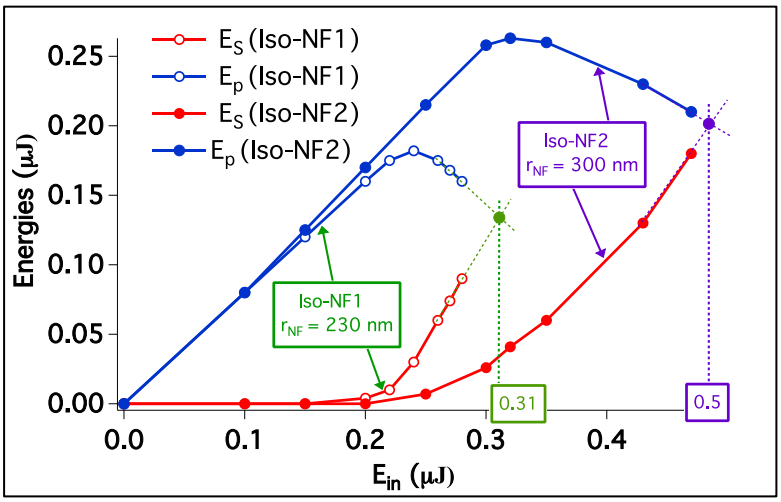


Figure 3.20 Energie de pompe transmise E_p et énergie du premier Stokes E_s en fonction de l'énergie incidente E_{in} pour les nanofibres Iso-NF1 et Iso-NF2 baignées dans l'isopropanol.

Nous avons vérifié en utilisant les mêmes démarches décrites précédemment l'absence des effets non linéaires co-propageants et rétrodiffusés parasites lors du processus de la diffusion Raman évanescente. L'énergie transmise de la pompe E_p et l'énergie du premier ordre Stokes E_S, sont tracées en fonction de l'énergie incidente de la pompe E_{in}. E_{in} , E_p et E_S sont calculées avec la même technique explicitée au paragraphe 5.4.3. Avec la nanofibre Iso-NF1, nous obtenons une énergie Stokes maximale E_{Smax} = 0,08 µJ pour E_{in} = 0,28 µJ juste avant le dommage optique. La nanofibre Iso-NF2 casse juste avant d'atteindre le seuil Raman évanescent à E_{in} = 0,47 µJ donnant E_{Smax} = 0,17 µJ.

Le seuil Raman évanescent n'a pas pu être obtenu avec l'isopropanol. Malgré cela, il est possible de déduire une valeur du paramètre γ des courbes de transmission. En prolongeant les courbes obtenues pour la NF2 dans la Figure 3.20, nous trouvons que le seuil Raman serait obtenu pour une énergie incidente de 0,5 µJ. La connaissance du rayon de cette nanofibre (r_{NF} = 300 nm) nous permet de déterminer, à partir de la courbe de gain Raman modal théorique, la valeur du paramètre γ de ce convertisseur au seuil, égale à 24 (légèrement différente de celle obtenue pour un convertisseur dans l'éthanol car le gain Raman est plus petit). Cette valeur nous permet de déterminer la longueur de nanofibre nécessaire pour atteindre le seuil Raman, à savoir 8,3 cm pour la NF2 et 9 cm pour la NF1.

Nous avons montré que nos modèles de convertisseurs de longueur d'onde sont extrapolables à différentes fibres (SMF28 et 460HP) et à d'autres liquides tel que l'isopropanol.

Nous allons passer à une étude détaillée des seuils de dommage optique des nanofibres qui représentent un facteur clé limitant de leurs performances.

3.6. Étude expérimentale des seuils de dommage optique de la nanofibre

Nous remarquons que l'énergie de pompe incidente à l'entrée du premier taper juste avant que la nanofibre ne casse, notée E_{break}, est l'un des principaux paramètres qui limitent les performances de notre convertisseur. Ainsi, nous trouvons qu'il est nécessaire d'étudier les seuils de dommage optique de la nanofibre.

Le dommage optique des fibres en silice et plus généralement dans les milieux transparents sont bien documentés [Smith, SmithDo, Kuzuu]. Il y a deux phénomènes qui expliquent la physique de ce mécanisme. Dans le régime sub-nanoseconde, une des causes est l'absorption de la lumière par les défauts ou les polluants de surface. L'autre cause, qui peut être un effet de volume ou de surface, est l'absorption multiphotonique par des porteurs libres qui peut conduire à une avalanche électronique. Cependant, il existe un écart important entre les valeurs expérimentales du seuil de dommage optique lui-même et ces valeurs ne sont pas toujours en bon accord avec la théorie. Elles dépendent de plusieurs paramètres tels que la longueur d'onde de la pompe, la durée de l'impulsion, l'énergie incidente et la taille du faisceau laser. Par exemple, Smith et al. soulignent qu'en considérant le régime sub-nanoseconde et à une longueur d'onde de pompe de 1,06 µm, il existe entre un ou deux ordres de grandeur entre la valeur qu'ils ont mesurée (4 kJ / cm^2) et celles trouvées dans d'autres articles (entre 30 J / cm^2 et 1,4 kJ /cm^2) [Smith].

Dans le cas des nanofibres optiques, le seuil de dommage optique est un peu décrit de façon expérimental dans les applications d'optique quantique où l'on place la nanofibre sous vide et on y injecte une pompe émise par un laser continu. La puissance de la pompe injectée est limitée à 100 - 200 mW dans le meilleur des cas [Wuttke]. L'augmentation de la température de la nanofibre due à l'absorption des polluants résiduels de surface est alors à l'origine de la destruction des nanofibres. Lorsque la nanofibre est dans un milieu extérieur autre que le vide, elle peut évacuer la chaleur par d'autres moyens que par le rayonnement et le problème est donc différent.

En optique non linéaire où des puissances crêtes élevées en régime impulsionnel sont utilisées, connaître le seuil de dommage optique des nanofibres est primordial car ce dernier représente le facteur limitant principal de l'efficacité de conversion. Cependant, à notre connaissance, il n'existe pas de données expérimentales sur le dommage optique des nanofibres en régime impulsionnel dans la littérature.

L'estimation théorique de ces seuils de dommage dans les nanofibres de silice entourées par différents milieux est une tâche complexe car de multiples effets seraient à prendre en compte. D'une part, contrairement aux fibres de silice, le champ optique dans la

nanofibre peut être en contact avec la silice et le milieu externe dans les mêmes proportions et une grande partie de ce champ peut sonder la surface de la nanofibre. Le champ évanescent de la nanofibre est très sensible aux défauts de surface comme les résidus de gaine polymère, les dépôts de carbone lors de l'étirage ou encore les poussières attirées électrostatiquement. L'absorption de la lumière par ces défauts est d'ailleurs la principale cause de la dégradation de la transmission des nanofibres. Les échanges thermiques avec le milieu externe qui peut être un gaz ou un liquide devraient également être pris en compte.

Enfin, le rapport de la dimension transversale sub-micrométrique sur la longueur en cm de la nanofibre peut conduire à d'éventuelles déformations qui peuvent avoir une influence sur les seuils de dommage optique des nanofibres sous l'effet de contrainte. Nous n'avons pas eu le temps de mettre en place un modèle de simulation lors de cette thèse, mais c'est probablement une voie d'étude qu'il serait intéressant d'exploiter. Notre but dans la suite a été de fournir des données sur les seuils de dommage de nanofibres immergées dans différents liquides communs ainsi que dans l'air. Nous présentons dans la suite notre protocole de mesure de ces seuils ainsi que nos résultats.

Pour chaque nanofibre et quelle que soit la fibre optique utilisée (SMF28 ou 460HP), 10 échantillons de 2 cm de longueur ont été réalisés. La longueur de 2 cm est choisie pour ne pas exciter les effets non linéaires tel que la diffusion Raman dans le liquide et d'étudier le seuil de dommage optique généré par la pompe seule. Comme la longueur de la pompe impulsionnelle que nous utilisons est d'environ 10 cm, elle peut couvrir toute la nanofibre. Ainsi, il ne devrait pas y avoir d'influence de la longueur de la nanofibre sur les seuils de dommage pour des longueurs inférieures à 10 cm. Ceci sera vérifié par la suite. Nous avons testé trois liquides différents : l'eau, l'éthanol et l'isopropanol. Nous avons également réalisé des tests dans l'air.

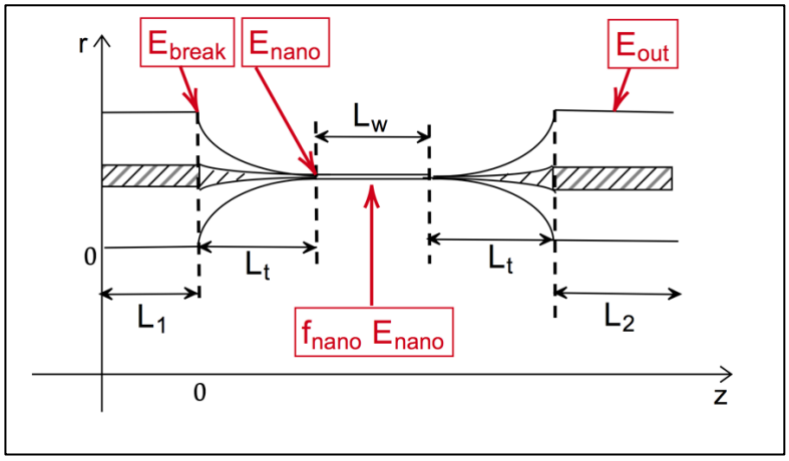


Figure 3.21 Définition des énergies E_{break}, E_{nano}, $f_{nano} \times E_{nano}$, E_{out}. L_t : longueur du taper. L_w : longueur de la nanofibre. L_1 et L_2 : fibres standard d'accès.

La Figure 3.21 montre les différentes énergies que nous utilisons dans la suite. Rappelons que la fraction de l'énergie dans la nanofibre f_{nano} est calculée en utilisant la formule suivante :

$$f_{nano} = \frac{\iint_{nanofibre} (\vec{e} \times \vec{h}).\hat{z}\ dA}{\iint_{aire\ totale} (\vec{e} \times \vec{h}).\hat{z}\ dA} \tag{3.4}$$

On appelle E_{nano} l'énergie à l'entrée de la nanofibre juste avant qu'elle ne casse. E_{nano} est définie de la façon suivante :

$$E_{nano} = \sqrt{T_{tr}} \times E_{break} \tag{3.5}$$

T_{tr} est la transmission totale du convertisseur : $Tr = \frac{E_{out}}{E_{break}}$. Les tapers étant symétriques, la transmission d'un taper seul est donc $\sqrt{T_{tr}}$). E_{break} est l'énergie de pompe incidente à l'entrée du premier taper juste avant que la nanofibre ne casse.

Nous résumons dans le Tableau 3.7 les valeurs de transmissions T_{tr} initiales moyennes (mesurées au début des tests) des nanofibres fabriquées à partir de la SMF28 :

Milieu externe	Air	Eau	Ethanol	Isopropanol
T_{tr}	80%	90%	92%	95%

Tableau 3.7 Transmissions initiales de la lumière par les nanofibres et leurs tapers fabriquées à partir de la SMF28 pour différents milieux externes.

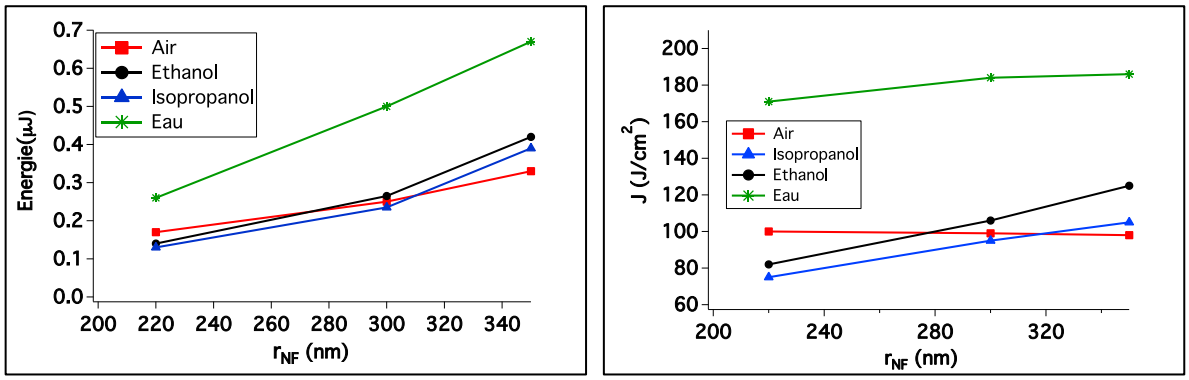
La transmission des nanofibres immergées dans les liquides, quel qu'il soit, reste très stable durant les tests réalisés. Ce n'est pas le cas lorsqu'elles sont dans l'air : T_{tr} dans l'air passe de 80% au début des expériences à 57% juste avant le dommage de la nanofibre. Cette première observation systématique montre que le liquide a un effet protecteur contre les poussières. Il permet également de stabiliser mécaniquement la nanofibre et d'éviter les fluctuations dues à des micro-turbulences.

Nous exprimons la densité d'énergie (ou fluence) au seuil de dommage optique en J/cm^2 de la manière suivante :

$$J(r_{NF}, \text{milieu externe}) = \frac{f_{nano} \times E_{nano}}{\pi\, r_{NF}^2} \tag{3.6}$$

Cette quantité est intéressante car elle permet de comparer nos résultats avec les valeurs trouvées dans la littérature. Les énergies $f_{nano} \times E_{nano}$ et les densités d'énergie

J(r_{NF}, milieu externe) des nanofibres fabriquées à partir de la SMF28 sont respectivement représentées dans les Figure 3.22(a) et (b).



(a) *(b)*

Figure 3.22 (a) Energies $f_{nano} \times E_{nano}$ et (b) densités d'énergie au seuil de dommage optique J(r_{NF}, milieu externe) des nanofibres fabriquées à partir de la SMF28 ; milieux externes : air, eau, éthanol, isopropanol.

Nous constatons que J(r_{NF} , air) reste constante pour les trois nanofibres avec une valeur de ≈ 98 J/cm^2, qui est bien dans la gamme de densités d'énergie trouvées dans la littérature (voir introduction à ce paragraphe). Les barres d'erreur sur les énergies de seuil de dommage sont très faibles (et non représentées sur la Figure 3.22). Ce n'est donc pas un effet aléatoire, mais au contraire très reproductible. Nous constatons que les énergies de seuil de dommage augmentent avec le rayon de la nanofibre et qu'elles sont systématiquement plus élevées pour une nanofibre dans l'eau.

Les mêmes tendances ont été observées et des valeurs très similaires ont été obtenues avec la fibre 460HP. Il y a donc une nette influence du liquide sur les seuils de dommage. Les indices de réfraction des liquides utilisés étant relativement proches, une autre propriété du liquide explique les écarts observés, notamment avec l'eau.

Une piste à explorer serait peut-être l'effet des conductivités thermiques des liquides. Ces valeurs de conductivités sont résumées dans le tableau suivant :

Milieu externe	Air	Eau	Ethanol	Isopropanol
Conductivité thermique (W/mK)	0,026	0,599	0,177	0,136

Tableau 3.8 Conductivités thermiques (W/mK) des milieux externes testés [siteweb3].

Comme le montre ce tableau, l'évacuation de la chaleur générée par l'absorption de la lumière par les défauts de surface serait beaucoup plus efficace dans l'eau que dans les alcools grâce à une conductivité thermique plus élevée, ce qui pourrait avoir comme

effet d'augmenter les valeurs de seuils de dommage optiques. Une idée d'expérience serait de tester une nanofibre immergée dans du méthanol (indice très proche de celui de l'eau mais conductivité plus élevée). Une autre idée serait de faire varier la cadence du laser afin d'avoir des informations sur les effets thermiques.

Enfin, nous avons vérifié que les valeurs trouvées pour les seuils de dommage restent les mêmes lorsqu'un effet non linéaire tel que la diffusion Raman évanescente se produit. Nous avons testé les échantillons NF1, NF2 et NF3 mais avec L_w = 8 cm dans le cas de la fibre SMF28. L'énergie $f_{nano}\times E_{nano}$ des échantillons courts et des échantillons longs immergés dans l'éthanol sont comparées dans le Tableau 3.9. On constate un bon accord entre les deux configurations. Ceci peut être expliqué par l'emplacement dans la nanofibre où la nanofibre casse. Nous observons systématiquement que ce point de dommage est localisé dans la première moitié de la nanofibre. À cette position, la conversion Raman évanescente vient juste de commencer, de sorte que l'énergie du faisceau de Stokes peut être négligée. Alors, nous pouvons considérer que seul le faisceau de la pompe transmise contribue au seuil de dommage optique des nanofibres.

r_{NF}	$f_{nano}\times E_{nano}$ (µJ) L_w = 2 cm	$f_{nano}\times E_{nano}$ (µJ) L_w = 8 cm
220 nm	0,13	0,10
300 nm	0,30	0,32
350 nm	0,48	0,42

Tableau 3.9 Comparaison des énergies $f_{nano}\times E_{nano}$ des échantillons courts et longs immergés dans l'éthanol et fabriqués à partir de la SMF28.

Dans ce paragraphe, nous avons estimé les seuils de dommage optique des nanofibres entourées par différents milieux externes et conçues à partir de deux fibres optiques différentes et ayant différents rayons. Ces mesures ont été faites pour deux longueurs de la nanofibre (2 cm et 8 cm) donnant les mêmes résultats et confirmant que les effets non linéaires n'ont pas d'influence sur les valeurs des seuils de dommage. Elles sont très répétables (10 échantillons par rayon, fibre et milieu externe). Les liquides ont un effet protecteur pour la nanofibre contre les polluants, ce qui fait que sa transmission reste stable durant tout le test contrairement au cas de l'air. Le liquide permet aussi de stabiliser mécaniquement la nanofibre et d'éviter les fluctuations dues aux micro-turbulences. Enfin, la conductivité thermique du milieu externe pourrait avoir un effet significatif sur les seuils de dommage optiques des nanofibres de silice. Des expériences

complémentaires sont actuellement en cours (tests avec d'autres cadences pour étudier l'influence de la thermique, tests avec d'autres liquides).

3.7. Conclusion du chapitre 3

Dans ce chapitre, nous avons dimensionné, fabriqué et caractérisé des convertisseurs de longueurs d'onde qui se basent sur une nanofibre baignée dans un liquide et explorent la diffusion Raman stimulée dans son champs évanescent. Ces convertisseurs dont le rayon varie entre 220 nm et 350 nm sont pompés en régime sub-nanoseconde à 532 nm et délivrent des impulsions à 630 nm correspondant à la longueur d'onde du premier ordre Stokes de l'éthanol. Deux fibres optiques standards ont été testées pour créer ces convertisseurs et sont comparées (SMF28 et 460HP).

Grâce aux précautions de propreté prises au laboratoire et à l'optimisation de la nanofibre et de ses tapers, nous avons fabriqué des convertisseurs efficaces et de performances hautement répétables (validation des résultats expérimentaux sur 20 échantillons par nanofibre et par fibre optique). Nous avons pu générer une énergie de 0,29 µJ à 630 nm et obtenu une efficacité de conversion externe maximale de 60%.

Nous avons également réalisé une étude détaillée du paramètre γ au seuil Raman. La valeur de ce paramètre est bien connue pour les fibres optiques standard. Nous l'avons évalué précisément pour les nanofibres et avons trouvé une valeur plus grande (23 au lieu de 16 pour les fibres standard). Cette valeur permet de dimensionner précisément les nanofibres pour la conversion Raman. Nous en avons également déduit une méthode de mesure indirecte du rayon de nanofibres, qui, si elle n'est pas forcément facile à utiliser et a des limites évidentes, reste une méthode de vérification a posteriori intéressante.

Les performances sont limitées par le seuil de dommage de la nanofibre, seuil de dommage qui peut, dans certains cas, être atteint avant le seuil Raman. D'où l'importance de bien caractériser le domaine de fonctionnement des convertisseurs qui dépend du rayon de la nanofibre et du milieu externe. Cette étude du domaine de fonctionnement des convertisseurs Raman a fait l'objet d'un travail systématique, et nous pensons que les résultats sont suffisamment fiables pour permettre des extrapolations à d'autres liquides. Il serait intéressant de tester d'autre gammes de rayons avec d'autres liquides, ainsi que d'autres régimes temporels.

Le seuil de dommage des nanofibres est le paramètre limitant leurs performances. Lors de nos travaux, nous proposons un protocole de mesure de ce seuil, expérimenté sur deux fibres différentes (SMF28, 460HP) avec différents rayons, deux longueurs (2 cm et 8 cm) et plusieurs milieux extérieurs (air, liquides : éthanol, isopropanol et eau). Plusieurs résultats originaux ont été obtenus. Baigner une nanofibre dans un liquide,

l'eau en particulier, augmente son seuil de dommage optique. Nous avons aussi montré que la diffusion Raman évanescente n'a pas d'impact sur les seuils de dommage optique des nanofibres dans le domaine temporel sub-ns et que le liquide a un effet protecteur et stabilisant sur la nanofibre. Il serait d'ailleurs intéressant de faire des études systématiques de durée de vie des nanofibres dans les liquides pour confirmer cette observation.

Les performances de nos convertisseurs sont comparables à celles des fibres microstructurées à bande interdite photonique (HC-PCF) remplies de liquides Raman mentionnées dans ce chapitre. Quelques différences entre ces deux méthodes de conversion sont à souligner. En effet, les convertisseurs Raman évanescents ont l'avantage d'être peu onéreux par rapport à ceux basés sur les fibres HC-PCF. De plus, nous n'avons pas observé de diffusion Brillouin rétrodiffusée dans le cas de la nanofibre baignée dans un liquide contrairement au cas des fibres HC-PCF où ce phénomène était en compétition avec la diffusion Raman stimulée. Cependant, avec les nanofibres, nous ne pouvons pas contrôler la cascade Raman comme avec les fibres remplies de liquides qui sont caractérisées par un guidage à bande interdite permettant de manipuler les bandes de transmission. Le problème ne s'est toutefois pas posé dans ces études car les liquides étudiés n'avaient pas de gain Raman suffisamment élevé pour observer la génération d'un second ordre Stokes.

Cette application non linéaire du troisième ordre explorant le champ évanescent d'une nanofibre immergée dans un liquide ouvre la voie vers une nouvelle famille de composants originaux totalement fibrés pouvant convertir une longueur d'onde vers une autre tout en étant insérés dans un réseau optique avec un minimum de pertes. Dans le projet ANR FUNFILM notre partenaire TRT travaille à faire des dépôts de polymères à la surface de nanofibres. Il serait intéressant dans le futur, lorsque la technique fonctionnera, de réaliser des convertisseurs Raman à partir de ces composants tout solides.

Enfin, la maîtrise que nous avons acquise quant à la fabrication des nanofibres et au contrôle de la propagation du faisceau de pompe dans les tapers nous préparent pour exciter des non-linéarités de second ordre telle que la fluorescence paramétrique à la surface d'une nanofibre. Contrairement à la diffusion Raman où il n'y a pas d'accord de phase à gérer, cette notion fera partie de nos problématiques dans l'étude de la fluorescence paramétrique de surface comme nous allons le voir dans le chapitre suivant.

4. Chapitre 4 - Réalisation d'une source de paires de photons corrélés utilisant une non-linéarité de surface d'ordre 2 dans une nanofibre optique : études préliminaires

4.1. Introduction

Les travaux présentés dans ce chapitre ont été effectués dans le cadre du projet ANR FUNFILM (voir introduction générale) et concernent l'étude d'une nouvelle source de photons corrélés autour de 1,5 µm réalisés à partir d'une nanofibre optique. Ces sources sont d'une grande importance dans les télécommunications quantiques et bénéficier d'une source versatile, toute fibrée et peu onéreuse constitue un véritable enjeu dans ce domaine.

Deux mécanismes d'optique non linéaire spontanés sont utilisés pour générer ces paires de photons : la fluorescence paramétrique (effet d'ordre 2) et le mélange à 4 ondes (effet d'ordre 3). La génération des paires de photons corrélés par fluorescence paramétrique peut se faire dans des cristaux massifs ou périodiquement polarisés tels que le niobate de lithium [Tanzilli, Zhang] ou encore dans des guides à semi-conducteur. L'un des inconvénients de ces techniques est la difficulté d'insertion dans les réseaux fibrés, due aux pertes par couplage. L'utilisation de fibres optiques de silice permet de s'affranchir de ces problèmes de couplage. Cependant, la silice étant un matériau centrosymétrique, elle ne présente pas de non-linéarité d'ordre 2 dans sa forme massive, il faut donc la créer artificiellement. Des sources fibrées basées sur le processus de fluorescence paramétrique dans des fibres en silice périodiquement polarisées ont ainsi été proposées [DeLucia] mais en raison de difficultés techniques, les longueurs d'interaction sont limitées à quelques cm. Les fibres "standard" ou microstructurées, à cœur plein [Fulconis] ou à cœur creux remplies de liquides [Barbier, Harlé] ont l'avantage de pouvoir être exploitées sur de plus grandes longueurs d'interaction. Il est alors nécessaire de passer par le mécanisme de mélange à 4 ondes spontanée.

Les nanofibres de silice sont une autre alternative. Elles présentent en effet l'avantage de pouvoir être insérées dans les réseaux fibrés avec un minimum de pertes de couplage et le contrôle de leur géométrie offre de nombreuses possibilités de contrôle de propagation de la lumière. Quelques travaux utilisent le mélange à 4 ondes dans des nanofibres optiques [Cui]. Dans le groupe Photonique Non Linéaire Philippe Delaye s'intéresse également à cette technique depuis peu.

Dans ma thèse, j'étudie la génération de paires de photons corrélés autour de 1,5 µm par fluorescence paramétrique dans une nanofibre de silice. Grâce au diamètre sub-micrométrique de la nanofibre, il est en effet possible de briser la symétrie de la silice à sa surface. Seule une étude a mis en évidence une telle non-linéarité de surface dans une nanofibre, il s'agit de la génération de seconde harmonique [Laegsgaard]. Cette non-linéarité de surface étant assez faible, le nombre de paires de photons générés auquel nous nous attendons est modeste, mais pourra être compensé, du moins en partie, par des faibles pertes d'insertion. La non-linéarité pourrait également être exacerbée par des dépôts de matériaux à la surface de la fibre.

Afin de pouvoir exploiter au mieux cette non-linéarité, la réalisation d'une condition d'accord de phase est indispensable. La silice étant un matériau isotrope, un accord de phase par biréfringence dans une nanofibre à symétrie cylindrique n'est pas possible. Nous avons donc choisi d'utiliser un accord de phase modal.

Le schéma de principe du montage de génération de photons corrélés par fluorescence paramétrique dans une nanofibre optique est représenté ci-dessous :

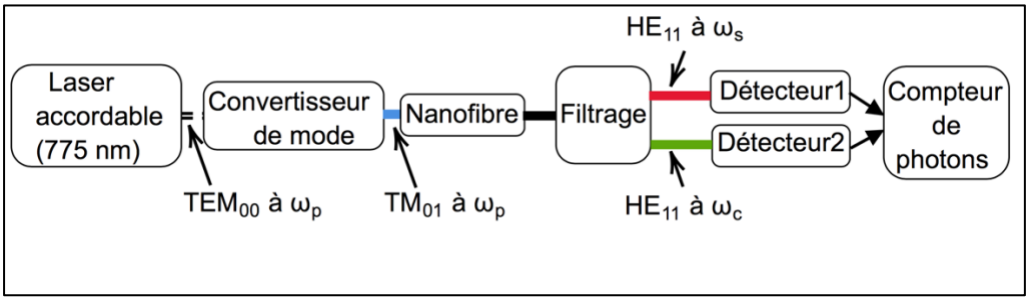


Figure 4.1 Schéma de principe.

Ce schéma est composé de plusieurs "briques" : la conversion du mode fondamental de pompe gaussien émettant autour de 775 nm en un mode d'ordre supérieur de la nanofibre, la nanofibre et ses tapers, puis la partie filtrage des photons signal et complémentaire générés autour de 1,5 µm et leur détection. À mon arrivée en thèse, aucune mise en œuvre expérimentale n'avait encore été réalisée. Nous nous sommes principalement concentrés sur les deux premières "briques" de ce montage, à savoir la conversion de modes et la nanofibre et ses tapers.

Dans la suite, après une rapide description des mécanismes non linéaires à l'origine des photons corrélés, nous décrirons l'accord de phase modal retenu pour la fluorescence paramétrique puis nous donnerons une estimation du nombre de paires attendues. Nous présenterons ensuite une étude sur le choix de la fibre optimale pour cet effet non linéaire, puis la technique de conversion de modes que nous avons choisie. Le paragraphe suivant concerne les expériences que nous avons commencé à mettre en

place suite à ces choix. Nous donnerons pour conclure ce chapitre les perspectives de ces travaux.

La stabilité en transmission des nanofibres sur de longues durées est une donnée d'un grand intérêt pour toutes les applications utilisant des nanofibres et en ce qui nous concerne pour les expériences de fluorescence paramétrique. Nous anticipons en effet des temps d'acquisition longs au vu des faibles efficacités. Pour cette raison, nous présentons à la fin du chapitre une étude de vieillissement des nanofibres réalisée sur plusieurs nanofibres, dans différents environnements et sur des durées longues de plusieurs mois.

4.2. Bases théoriques et choix réalisés

4.2.1. Mécanismes non linéaires pour la génération de paires de photons

Les sources de paires de photons corrélés reposent sur des mécanismes d'optique non linéaire du second (ou du troisième) ordre, qui permettent à partir d'un photon (ou de deux photons) de pompe de créer deux photons signal et complémentaire (voir Figure 4.2). Le mécanisme d'ordre 2 est celui de fluorescence paramétrique. Le mécanisme d'ordre 3 est le mélange à quatre ondes spontané. On utilisera dans la suite les indices p, s et c pour désigner les ondes pompe, signal et complémentaire.

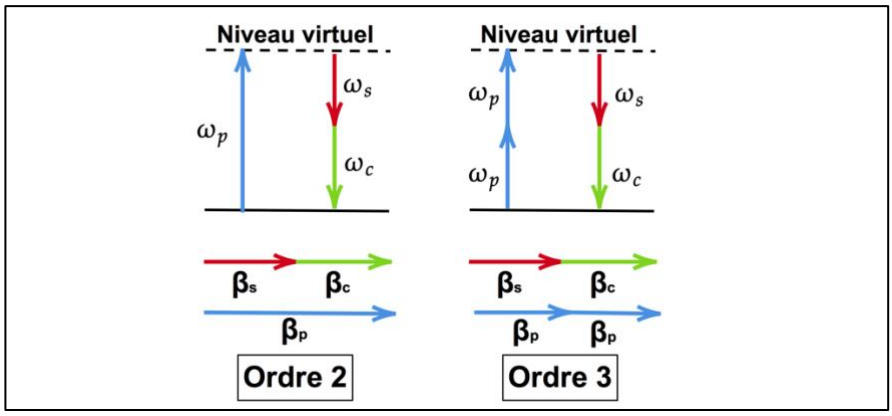


Figure 4.2 Conservation de l'énergie et accord de phase colinéaire pour la création de photons corrélés. Ordre 2 : fluorescence paramétrique. Ordre 3 : mélange spontané à quatre ondes.

4.2.2. Accord de phase modal en fluorescence paramétrique

Pour la fluorescence paramétrique, la conservation de l'énergie s'écrit :

$$\omega_p = \omega_s + \omega_c \tag{4.1}$$

ω_i représente la pulsation de l'onde.

Considérant des ondes se propageant de façon colinéaire et co-propageantes, les constantes de propagation β_i sont des quantités scalaires et la condition d'accord de phase s'écrit :

$$\beta_p = \beta_s + \beta_c \tag{4.2}$$

avec $\beta_i = n_i\omega_i/c$. c est la vitesse de la lumière dans le vide, n_i est l'indice effectif du mode. Nous avons vu que cet indice effectif dépend du rayon de la nanofibre.

La condition d'accord de phase, associée à la condition de conservation de l'énergie fixe les longueurs d'onde signal et complémentaire pour une longueur d'onde de pompe et un rayon de nanofibre donné.

Nous avons vu en introduction qu'il est nécessaire de considérer des accords de phase modaux, c'est-à-dire avec des ondes se propageant sur des modes transverses différents. Nous avons retenu l'accord de phase suivant :

$$\boxed{\begin{array}{ccccc} \omega_p & \longrightarrow & \omega_s & + & \omega_c \\ TM_{01} & & HE_{11} & & HE_{11} \end{array}}$$

Cet accord de phase présente l'avantage que les photons signal et complémentaire sont émis dans le mode fondamental HE_{11} de la nanofibre et vont donc pouvoir se re-coupler avec un minimum de perte dans le mode fondamental LP_{01} de la fibre de sortie non étirée. Le mode de pompe est le mode d'ordre supérieur TM_{01}, radialement polarisé, qui fait partie de la famille des modes vectoriels (constituée des autres modes annulaires TE_{01}, HE_{21} et TM_{01}) dont les combinaisons permettent de générer le mode scalaire dégénéré LP_{11}, comme illustré sur la Figure 4.3.

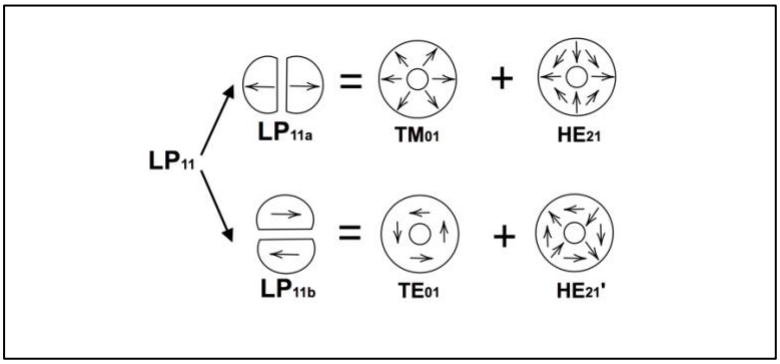
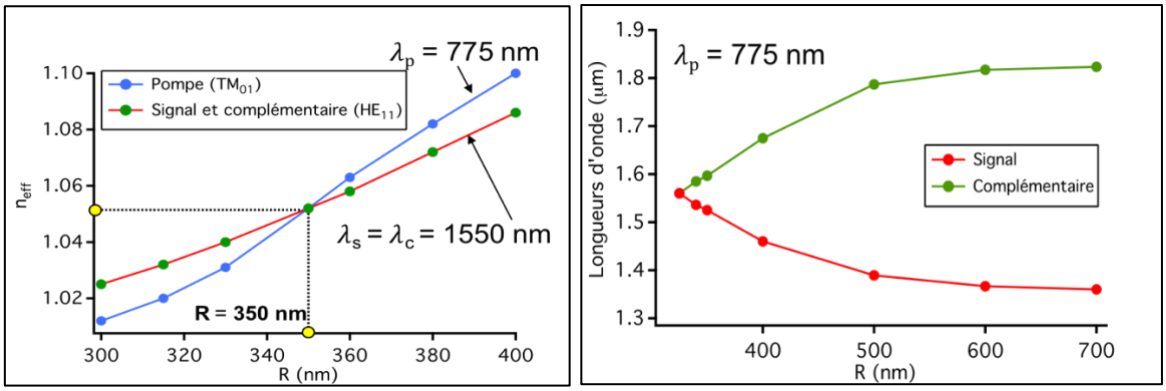


Figure 4.3 Relation entre le mode scalaire LP_{11} (dégénéré en polarisation en LP_{11a} et LP_{11b}) et les modes vectoriels TM_{01}, TE_{01}, HE_{21} et HE'_{21}.

Les modes TE_{01} et HE_{21} permettent également de réaliser un accord de phase, mais sont plus difficiles à réaliser techniquement que le mode TM_{01} et nous ne les exploiterons pas dans un premier temps.

Nous avons représenté en Figure 4.4(a) les indices effectifs du mode de pompe TM_{01} à $\lambda_p = 775$ nm et des modes signal et complémentaire HE_{11} à la dégénérescence ($\lambda_s = \lambda_c = 1550$ nm) en fonction du rayon. Nous voyons que l'accord de phase est obtenu pour un rayon de nanofibre égal à 350 nm. Sur la Figure 4.4(b) nous avons représenté les longueurs d'onde signal et complémentaire à l'accord de phase, en fonction du rayon, pour une longueur d'onde de pompe de 775 nm. Ces longueurs d'onde sont très éloignées de la longueur d'onde de pompe et de la longueur d'onde du signal Raman de la silice (autour de 800 nm), qui représentent une source de bruit. Ces sources de bruit pourront être ainsi relativement faciles à filtrer spectralement.



(a) *(b)*

Figure 4.4 (a) Accord de phase modal à la dégénérescence : l'onde de pompe est émise sur le mode TM_{01} à 775 nm et les ondes signal et complémentaire sur le mode HE_{11} à 1550 nm, (b) Longueurs d'onde signal et complémentaire respectant l'accord de phase pour une pompe à 775 nm.

Nous nous intéressons dans la suite au rendement de conversion du mécanisme et discutons de la problématique de l'uniformité.

4.2.3. Estimation du rendement de conversion

L'uniformité de la nanofibre est un facteur important dans l'optimisation du rendement de conversion. Pour donner quelques ordres de grandeur, plaçons-nous à la dégénérescence ($2\omega \rightarrow \omega + \omega$). Les équations de propagation non linéaire de la pompe et du signal sont alors formellement identiques à celle du doublage de fréquence qui est le processus non linéaire inverse ($\omega + \omega \rightarrow 2\omega$). En régime de non dépeuplement de la pompe, le rendement de conversion normalisé s'écrit [Laegsgaard] :

$$\eta = (\rho L)^2 \mathrm{sinc}^2\left({}^{\Delta\beta L}/_{2}\right) \tag{4.3}$$

$\Delta\beta$ est le désaccord de phase, L est la longueur de la nanofibre, ρ est le paramètre non linéaire (en $m^{-1}W^{-1/2}$) et sinc est la fonction sinus cardinal. À l'accord de phase, on a donc $\eta_{acc} = (\rho L)^2$.

La Figure 4.4(a) permet de calculer le désaccord de phase induit par une inhomogénéité du rayon de la nanofibre. Pour une longueur L donnée, on peut ainsi estimer l'inhomogénéité qui fera chuter l'efficacité de conversion de 50%. Par exemple, pour une longueur de nanofibre L = 100 µm, cela correspond à un écart d'une vingtaine de nm autour du rayon de l'accord de phase (350 nm). Cet écart devient égal à quelques nm pour L = 1 mm. Les mesures effectuées au paragraphe 3.3 ont montré, pour des rayons voisins de 300 nm, qu'il est possible d'avoir des variations de rayon bien inférieures à 20 nm sur une longueur de l'ordre du cm, nous rendant ainsi confiant dans notre système d'étirage pour atteindre les performances requises en termes d'uniformité, par exemple en augmentant le rapport de réduction (égal à 0,95 lors des mesures MEB).

Il est important de maintenir l'uniformité sur la plus grande longueur possible, d'autant plus que l'efficacité de conversion de la fluorescence paramétrique est modeste. D'après [Bonfrate], le nombre de paires de photons générées par seconde à la dégénérescence est égal à :

$$\frac{P_s}{\hbar\omega_s} = B_w \eta_{acc} P_p \tag{4.4}$$

P_p est la puissance de pompe, B_w est la largeur spectrale du signal à mi-hauteur.

Comme on l'a vu, $\eta_{acc} = (\rho L)^2$. Dans [Laegsgaard], l'auteur a calculé ρ pour une non-linéarité de surface dans une nanofibre de silice en fonction de la longueur d'onde pour différents modes d'ordre supérieur, dont le mode TM_{01}. On peut ainsi estimer qu'à 775 nm on a $\rho \approx 0{,}2\ m^{-1}W^{-1/2}$. On peut calculer B_w à partir de la constante de propagation de l'onde signal [Bonfrate] :

$$B_w = \sqrt{\frac{2\pi}{\left.\frac{d^2\beta_s}{d^2\omega_s}\right)_\omega L}} \tag{4.5}$$

$\left.\frac{d^2\beta_s}{d^2\omega_s}\right)_\omega$ est évalué au voisinage de la dégénérescence. On trouve $B_w \approx 290$ GHz.

Pour donner un ordre de grandeur, pour une puissance de pompe de 1 W et une longueur de 1 mm, on estime qu'on génère environ 12 000 paires de photons par seconde. Ce résultat, qui reste au-delà du bruit des détecteurs de photons uniques qui seront utilisés (à savoir 4 kHz), est toutefois de plusieurs ordres de grandeur inférieur à

ce qui est obtenu avec des cristaux massifs [Fiorentino]. Mais comme nous l'avons déjà évoqué, notre solution, en plus d'être peu onéreuse, a l'avantage de ne pas introduire de pertes d'insertion dans les réseaux fibrés, contrairement aux cristaux massifs.

Injecter une puissance continue de 1 W dans une nanofibre n'est certainement pas réaliste car il est très probable qu'on se heurte à un endommagement thermique. Il est possible d'aller jusqu'à environ 200 mW sans problème, mais nous n'avons pas encore testé au-delà. Nous avons la possibilité de passer en régime impulsionnel et donc de disposer de puissances crêtes largement suffisantes. Une autre approche serait de déposer à la surface de la nanofibre des matériaux fonctionnalisés permettant de renforcer les non-linéarités, comme c'est actuellement à l'étude dans le projet ANR FUNFILM (mais pas encore réalisé à l'heure actuelle).

Dans la suite, pour des questions de simplicité, nous nous plaçons à la dégénérescence. La pompe est émise à la longueur d'onde de 775 nm et les ondes signal et complémentaires à 1550 nm. L'accord de phase étudié sera le suivant :

$$\omega_p \longrightarrow \omega_s + \omega_c$$

$$TM_{01} \qquad HE_{11} \qquad HE_{11}$$

La nanofibre permettant de satisfaire cet accord de phase à la dégénérescence a un rayon de 350 nm.

Dans le paragraphe suivant, nous présentons le choix de la fibre utilisée pour cette application.

4.2.4. Choix de la fibre

Nous résumons en Figure 4.5 les conditions que doivent vérifier les différentes parties du composant (fibre non étirée, tapers et nanofibre).

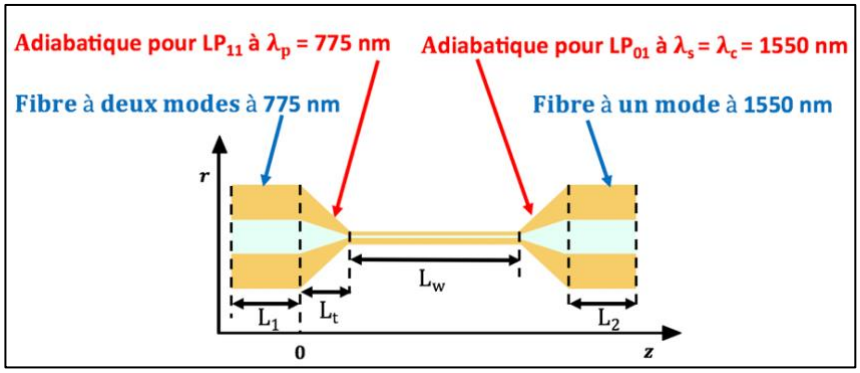


Figure 4.5 Conditions à réaliser sur les différentes parties du composant.

Ces conditions (numérotées de C1 à C4) sont les suivantes :

C1 : La sortie de fibre L_2 transportant les faisceaux signal et complémentaire doit être monomode à $\lambda_s = \lambda_c = 1550$ nm.

C2 : La fibre d'accès L_1 transportant le faisceau de pompe doit couper les modes au-delà du mode TM01. Elle doit donc être bimodale à $\lambda_p = 775$ nm (les deux seuls modes sont donc HE_{11} et TM_{01}).

C3 : Le taper de gauche doit être adiabatique pour le mode LP_{11} à $\lambda_p = 775$ nm (on rappelle que le mode LP_{11} est le mode scalaire correspondant au mode vectoriel TM_{01} de la nanofibre).

C4 : Le taper de droite doit être adiabatique pour le mode LP_{01} à $\lambda_s = \lambda_c = 1550$ nm (on rappelle que le mode LP_{01} est le mode scalaire correspondant au mode HE11 de la nanofibre).

Pour des questions de facilité de fabrication, les deux tapers sont symétriques. D'après C3 et C4 les deux tapers doivent donc être à la fois adiabatiques pour le mode LP_{11} à $\lambda_p = 775$ nm et pour le mode LP_{01} à $\lambda_s = \lambda_c = 1550$ nm.

Afin de pouvoir répondre à C1, la fibre optique standard doit être monomode à 1550 nm. De plus, elle doit présenter des facteurs de confinement modaux (i.e. les fractions de puissance dans le cœur de la fibre) les plus élevés possibles pour LP_{11} à 775 nm et pour LP_{01} à 1550 nm. Enfin, le rapport de ses rayons de cœur et de gaine $\frac{r_{c0}}{r_c}$ doit être le plus petit possible afin d'alléger les contraintes d'adiabaticité des tapers (voir Figure 1.8 dans chapitre 1).

Nous avons effectué une large étude des fibres optiques existantes sur le marché. Nous avons identifié les deux fibres SM1500 et SM1500SC de chez Fibercore qui répondent à nos critères [siteweb4]. Le Tableau 4.1 représente les propriétés de ces deux fibres tout en les comparant à celles de la SMF28 qui est aussi monomode à 1550 nm et dont nous maîtrisons bien la manipulation.

Fibre	$\frac{r_{c0}}{r_c}$	Facteur de confinement	Facteur de confinement de

		de LP_{11} à 775 nm	LP_{01} à 1550 nm
SMF28 (Corning)	$\frac{62.5\ \mu m}{4\ \mu m} = 15.65$	0,85	0,75
SM1500 (Fibercore)	$\frac{25\ \mu m}{2.1\ \mu m} = 11.9$	0,91	0,87
SM1500SC (Fibercore)	$\frac{40\ \mu m}{3.5\ \mu m} = 11.4$	0,93	0,89

Tableau 4.1 Comparaison des fibres sélectionnées ; facteurs de confinement calculés à partir des paramètres des fibres (ouverture numérique, indices de réfraction, rayons) disponibles aux références [siteweb1, siteweb4].

Nous remarquons que les deux fibres de chez Fibercore sont plus adaptées à nos travaux que la SMF28 et que leurs propriétés sont presque similaires. Cependant, la SM1500SC est plus facile à manipuler grâce à son diamètre plus grand que celui de la SM1500. Ainsi, notre premier choix s'est porté sur la SM1500SC.

4.2.5. Étude de la fibre SM1500SC

Le profil d'indice de cette fibre est représenté dans la Figure 4.6. Le cœur de la fibre est en silice pur (Si) d'indice de réfraction n_c (qu'on peut calculer grâce à la formule de Sellmeier (Annexe B)) et de rayon r_{coeur} = 3,5 µm. Le rayon de la gaine est r_{gaine} = 40 µm. La gaine de silice est dopée en Fluor sur 6 µm à partir de l'interface cœur/gaine. Son indice de réfraction n_g est estimé à partir de son ouverture numérique égale à 0,17 [siteweb4].

Pour décrire la propagation de la lumière dans la fibre non étirée, nous utilisons un modèle de fibre optique à 3 couches : cœur (Si), gaine (Si+ F) et gaine (Si). Pour décrire la propagation dans les tapers, nous avons programmé un modèle à 4 couches (présenté succinctement ci-après et détaillé dans l'Annexe B) : cœur (Si), gaine (Si+ F), gaine (Si) et milieu externe. Pour décrire la propagation dans la nanofibre, nous considérons que la partie dopée au fluor est totalement fondue dans la silice pure et nous considérons donc un modèle à 2 couches (silice pure (Si) entourée d'un milieu externe).

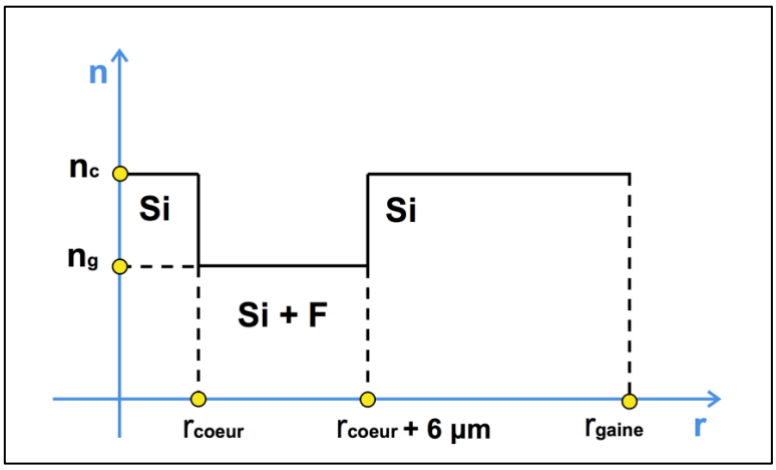


Figure 4.6 Profil d'indice de la fibre SM1500SC [siteweb4].

Cette fibre est monomode à 1550 nm et multimode à 775 nm. Afin de la rendre bimodale à 775 nm, on peut réaliser en amont un filtre ne laissant se propager que les modes LP_{01} et LP_{11} (ce qui est obtenu en étirant par exemple la fibre jusqu'à un diamètre de 30 µm sur 1 cm).

Afin de vérifier si cette fibre peut répondre aux critères d'adiabaticité que nous avons fixés, nous simulons ses limites d'adiabaticité pour le mode d'ordre supérieur LP_{11} à 775 nm. Le modèle utilisé dans les tapers est donc un modèle scalaire à 4 couches. Nous avons codé ce modèle en suivant la démarche décrite par J. Bures [Bures]. La continuité des composantes tangentielles aux 3 interfaces cœur (Si)/ gaine (Si+ F), gaine (Si+ F)/ gaine (Si) et gaine(Si)/air est calculée afin d'établir l'équation aux valeurs propres. Cette méthode permet de trouver les constantes de propagation des modes scalaires LP_{11} et LP_{12} soit β_{11} et β_{12} et de calculer la limite d'adiabaticité du mode LP_{11} donnée par $\frac{2\pi}{\beta_{11}-\beta_{12}}$. Nous avons tracé les limites d'adiabaticité du mode LP_{01} à 1550 nm et du mode TM_{01} à 775 nm en Figure 4.7.

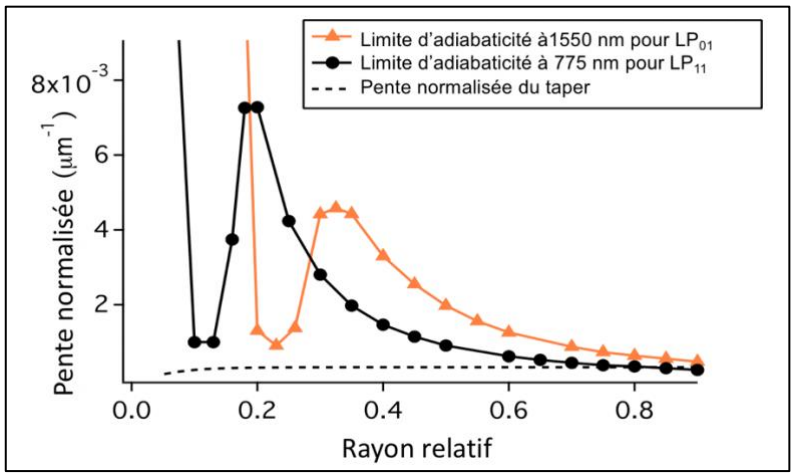


Figure 4.7 Limites d'adiabaticité de la fibre SM1500SC pour le mode LP_{11} à 775 nm et le mode LP_{01} à 1550 nm.

Précisons à ce stade qu'il existe dans la littérature plusieurs études sur la fabrication de tapers adiabatiques sur des modes d'ordre supérieur [Hoffman, Ravets] Les tapers sont souvent composés de trois parties (une première de pente rapide, une seconde de pente plus lente permettant le passage du point critique puis une troisième de pente plus forte une fois ce point passé). Ils sont donc assez complexes à réaliser.

Le taper que nous proposons de fabriquer pour les premières expériences est un taper "simple" en une seule étape, d'élongation polynomiale, avec q = 3, L_{min} = 3 mm, L_w = 1 cm et R_0 = 0,97.

Nous observons en Figure 4.7 que la pente de ce taper est presque toujours sous la limite d'adiabaticité. La pente entre dans la zone de non-adiabaticité pour le mode LP_{11} à 775 nm vers le rayon relatif de 0,8. Or le taper sera précédé par le filtre bimodal et donc le mode LP_{12} sera filtré au préalable et ne pourra se coupler au mode LP_{11} dans le taper.

Pour résumer, nous avons déterminé le rayon de la nanofibre pour l'accord de phase modal. Nous avons vu que l'uniformité du rayon de la nanofibre est un point important et conditionne sa longueur. Nous avons identifié une fibre optimale pour notre application et avons enfin calculé les limites d'adiabaticité permettant la conception des tapers.

Dans la suite, nous allons nous intéresser à la première "brique" de notre montage expérimental, à savoir la conversion du mode fondamental gaussien d'un laser en espace libre à un mode guidé d'ordre supérieur, le mode scalaire LP_{11}, puis la façon de sélectionner le mode TM_{01}.

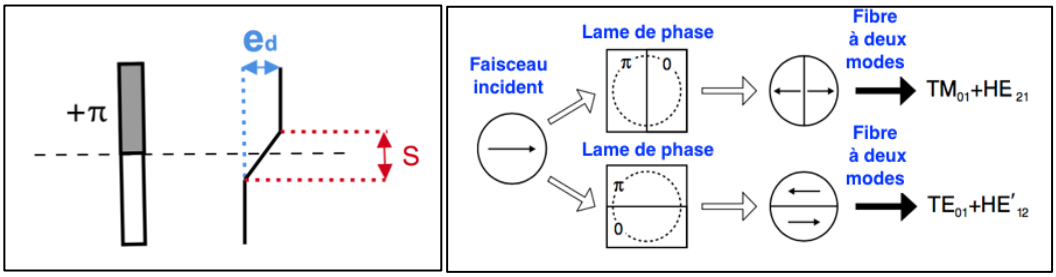
4.2.6. Conversion d'un mode fondamental gaussien vers le mode LP_{11}

Dans la littérature, plusieurs techniques ont été étudiées pour générer le mode guidé LP_{11} à partir d'un faisceau gaussien. L'utilisation d'un modulateur spatial de lumière (ou SLM pour "spatial light modulator" en anglais) et l'utilisation d'une lame de phase introduisant sur une moitié de faisceau un déphasage π restent les techniques les plus répandues. Le principe sur lequel repose ces deux méthodes est de convertir le faisceau gaussien en espace libre en un faisceau ayant un profil de champ similaire à celui du mode LP_{11} afin d'optimiser le couplage dans la fibre. Dans nos études, nous avons choisi d'utiliser une technique employant une lame de phase. Cette technique, même si elle n'est pas dynamique (changer de mode revient en effet à changer de lame) est plus simple à mettre en œuvre et moins onéreuse que la technique employant un SLM. Nous avons utilisé une lame avec un dépôt (il est aussi possible d'utiliser une lame avec une gravure).

La structure d'une telle lame de phase est représentée dans la Figure 4.8(a). Il s'agit d'une lame de verre (quartz ou BK7) avec un dépôt sur l'une de ses moitiés. Ce dépôt, généralement obtenu par PECVD (plasma enhanced chemical vapor deposition) peut être réalisé à partir de matériaux tels que Si_2N_3 ou SiON par exemple. L'épaisseur du dépôt e_d introduit un déphasage de π sur la moitié du faisceau le traversant et s'exprime en fonction de la longueur d'onde du laser λ selon la formule suivante [Fatemi, Grosjean]:

$$e_d = \frac{\lambda}{2\,(n_d - 1)} \tag{4.6}$$

n_d représente l'indice du dépôt.



(a) (b)

Figure 4.8 (a) Géométrie de la lame de phase, (b) Effet de la position du bord de la lame par rapport à la polarisation du faisceau.

La polarisation étant inversée sur une moitié du faisceau, le recouvrement du mode résultant avec le mode LP_{01} de la fibre sera ainsi nul et optimal avec le mode LP_{11}, qui possède la même polarisation.

Deux cas se présentent selon la position du bord du dépôt de la lame de phase comme le montre la Figure 4.8(b). Si la polarisation du faisceau incident sur la lame est orthogonale à ce bord, le mode résultant se couplera avec le mode LP_{11a} composé des modes TM_{01} et HE_{21}. Sinon, si elle est parallèle à ce bord, le couplage s'effectuera avec le mode LP_{11b} composé des modes TE_{01} et HE_{21}'. Nous opterons donc pour le premier cas pour exciter le mode TM_{01}.

- Impact des erreurs de fabrication de la lame sur le mode résultant en espace libre :

Comme présenté dans [Igarashi] deux paramètres de la lame introduisent une asymétrie sur le profil d'intensité des deux "lobes" du mode généré.

Tout d'abord le bord du dépôt n'est jamais parfaitement droit. Afin de prendre en compte ce défaut, on introduit la grandeur S qui caractérise la pente de la gravure (voir Figure 4.8). D'après [Igarashi], le rapport $\frac{S}{w_0}$, où w_0 est la largeur du faisceau incident à mi-hauteur, doit être inférieur à 0,05.

On introduit également l'erreur de phase δ induite par une erreur sur l'épaisseur du dépôt. On a alors :

$$e_d = \frac{\lambda}{2\,(n_d - 1)}\,(1 \pm \delta) \qquad (4.7)$$

Toujours selon [Igarashi] il faut s'assurer que $\delta < 2\%$ pour avoir une symétrie meilleure que 0,9 (1 étant la symétrie partfaite).

- Impact de la taille du faisceau à l'entrée de la fibre sur l'efficacité de couplage au mode guidé LP_{11} :

L'efficacité du couplage d'un mode en espace libre en un mode guidé dépend fortement du rapport $\frac{w}{a}$ où a est le rayon de la fibre et w est le rayon du faisceau incident sur la fibre. On peut définir un coefficient de couplage égal au rapport de la puissance injectée dans un mode de la fibre et de la puissance du mode à l'entrée de la fibre. La Figure 4.9 illustre la variation du coefficient de couplage du mode en sortie de lame en fonction du rapport $\frac{w}{a}$, avec le mode LP_{11}, les deux modes TM_{01} et HE_{21} et les modes HE_{11}, TE_{01} et HE'_{21}. La longueur d'onde du laser considéré pour cette simulation est 632,8 nm [Grosjean].

On note sur cette figure que lorsque la polarisation du laser incidente est orthogonale au bord du dépôt de la lame, les modes HE_{11}, TE_{01} et HE'_{21} ne sont en effet pas excités. Les deux modes TM_{01} et HE_{21} le sont simultanément, avec un maximum de 39% pour $\frac{W}{a} =$

1,5. Des effets d'interférence entre ces deux modes annulaires donnent un coefficient de couplage avec le mode LP_{11} de 78% pour le même rapport.

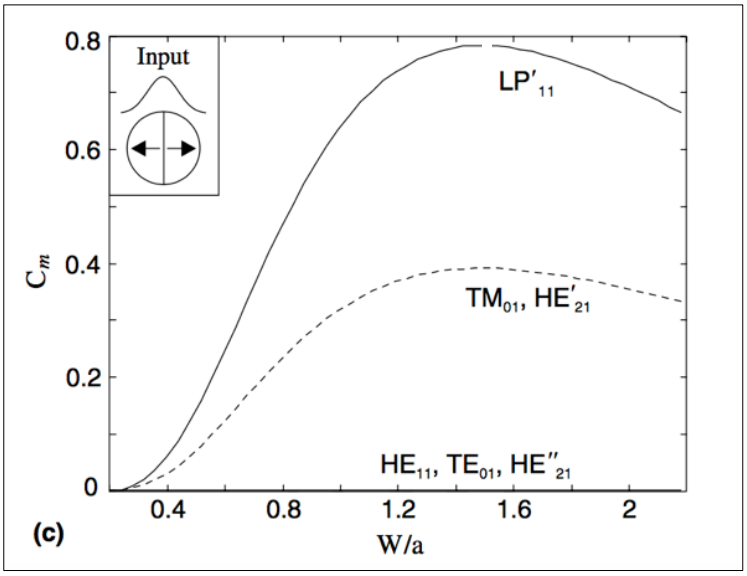


Figure 4.9 Coefficient de couplage du mode après la lame de phase en mode LP_{11}, TM_{01} et HE'_{21}, HE_{11}, TE_{01} et HE'_{21} [Grosjean]

Nous choisissons d'utiliser une lame de phase pour générer le mode guidé LP_{11} à partir d'un faisceau gaussien. On voit ainsi qu'il y a deux conditions à réunir, l'une sur la qualité du dépôt ($\delta < 2\%$ et $\frac{S}{w_0} < 0{,}05$) et la seconde sur la valeur optimale du rapport $\frac{w}{a}$ pour optimiser le couplage vers le mode souhaité. Cette seconde condition montre l'importance de contrôler expérimentalement la taille du faisceau à l'entrée de la fibre.

Nous décrirons et caractériserons dans la partie expérimentale la première lame de phase que nous avons utilisée.

4.2.7. Sélection du mode TM_{01}

La sélection du mode radialement polarisé TM_{01} a été étudiée dans plusieurs travaux [Fatemi, Grosjean]. Lorsque le mode LP_{11} se propage dans la fibre à deux modes, il est possible de sélectionner précisément l'un des modes vectoriels qui le composent (TM_{01} ou HE_{21}) à l'aide d'un contrôleur de polarisation qui vient appliquer une pression ou une torsion sur la fibre. Les deux modes TM_{01} et HE_{21} ayant le même profil en intensité, une combinaison de lame demi-onde et d'un polariseur permet d'identifier l'un ou l'autre, comme détaillé dans [Grosjean].

4.3. Mises en œuvre expérimentales

Nous rappelons que nous avons identifié au paragraphe 4.2.4 une fibre commerciale répondant à nos critères (SM1500SC de chez Fibercore). Cette fibre étant multimode, nous avons vu qu'il était nécessaire de faire précéder la nanofibre par un filtre bimodal.

4.3.1. Tests d'étirage de la fibre SM1500SC

Notre banc d'étirage est bien calibré pour la fibre standard SMF28, notamment en ce qui concerne la hauteur de la flamme et son débit, paramètres déterminants pour l'étirage. Étirer une autre fibre avec une composition (dopage en F pour la SMC1500) et un diamètre différent nécessite de réadapter ces paramètres. En effet, les différents dopages modifient la température de ramollissement de la fibre. Le diamètre de cette nouvelle fibre (80 µm au lieu de 125 µm pour la SMF28) nécessite également un recalibrage des paramètres de la flamme. De plus, sa manipulation (dénudage, fixation sur les platines pour éviter un glissement pendant le tirage ...) est assez complexe et cette fibre s'avère au final être beaucoup plus fragile que la SMF28. Trouver les bons paramètres d'étirage demande ainsi la réalisation de nombreux essais. Notre premier objectif, qui peut sembler modeste à première vue, était déjà de réussir à réaliser le filtre bimodal puis à étirer la nanofibre, sans rupture pendant l'étirage, puis de faire en sorte que le composant transmette un maximum de lumière.

Nous proposons dans la suite deux géométries qui se différencient par la position du filtre à deux modes par rapport à la nanofibre.

- Modèle 1 :

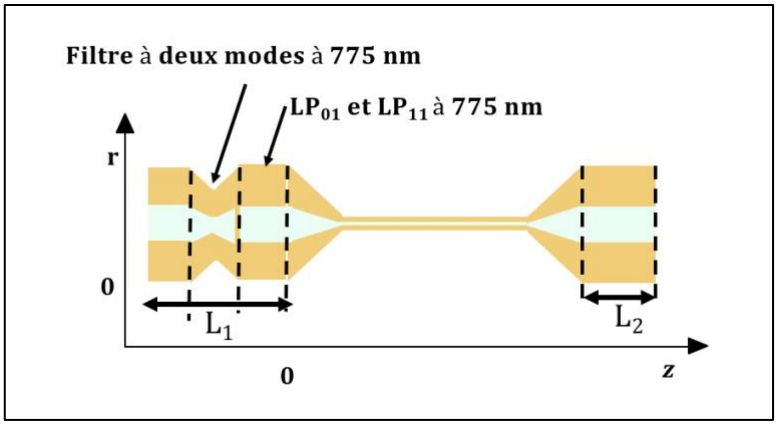


Figure 4.10 Géométrie du modèle 1.

Le premier modèle est représenté sur la Figure 4.10. Il s'agit de créer le filtre à deux modes sur 1 cm de la partie L_1. Dans ce cas, il faut que la partie de la fibre entre ce filtre et le premier taper soit courte et bien tendue afin de limiter les couplages avec des modes d'ordre supérieur non souhaités.

Nous avons réussi à réaliser un échantillon qui transmet au total 41% d'un faisceau laser à 532 nm (il s'agissait du laser installé sur le marbre de l'étireuse permettant de suivre la transmission pendant l'étirage). Cette transmission de 41% se décompose en 55% pour le filtre bimodal et 75% pour la nanofibre avec ses tapers.

- Modèle 2 :

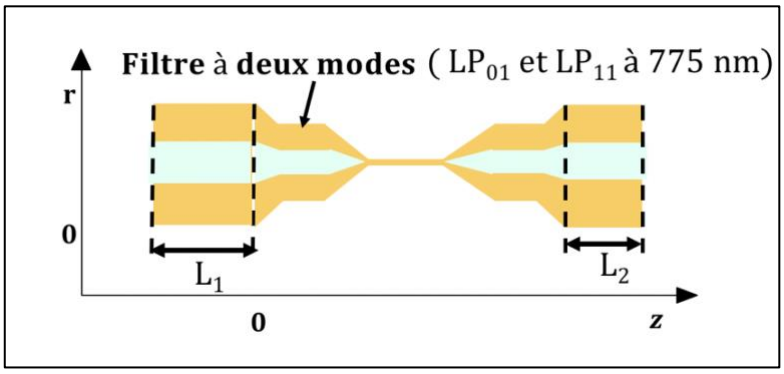
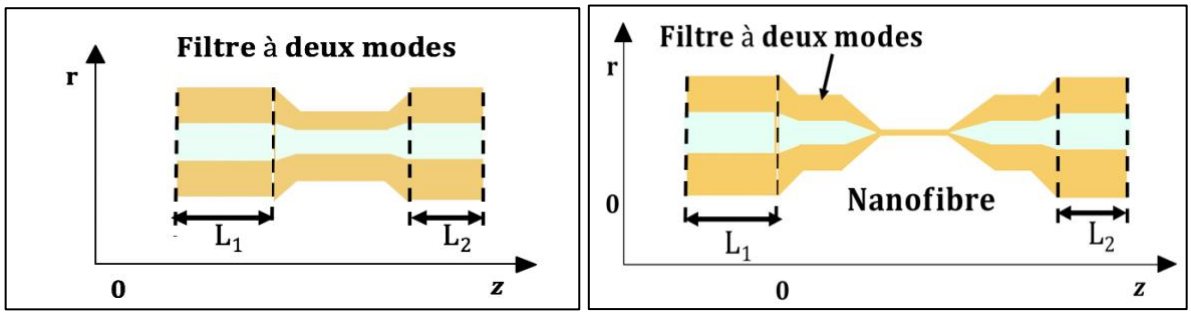


Figure 4.11 Géométrie du modèle 2.

Le second modèle est illustré sur la Figure 4.11. Il y a deux étapes de fabrication : nous créons tout d'abord un filtre à deux modes de 1 cm de long et de 15 µm de rayon (Figure 4.12(a)), puis nous centrons la flamme sur le filtre et étirons la nanofibre (Figure 4.12(b)).



(a) *(b)*

Figure 4.12 (a) Étape 1 pour création du filtre à deux modes, (b) Étape2 pour création de la nanofibre sur le filtre.

Nous avons obtenu une transmission totale du composant de 32% à 532 nm (55% pour le filtre et 58% pour la nanofibre). Pour l'instant, ce second modèle semble un peu moins performant que le premier. Il présente toutefois deux avantages. Tout d'abord, il est plus compact. Puis, en comparant les courbes d'adiabaticité des tapers pour les deux modèles, nous remarquons que la condition est un peu moins contraignante dans le cas du modèle 2 puisque le taper liant le filtre à la nanofibre a un rayon initial de 15 µm au lieu de 40 µm pour le modèle 1.

Nous n'avons pas eu le temps de pousser plus loin l'optimisation des étirages. Pour le futur, nous pensons que cette seconde méthode serait à privilégier.

4.3.2. Montage préliminaire de contrôle des modes

4.3.2.1. Caractérisation de la lame de phase

Pour des questions d'ordre pratique et de disponibilité des sources laser, nous avons réalisé nos premiers tests à la longueur d'onde de 532 nm, sachant que les résultats seront ensuite transposables à 780 nm. Nous avons donc fait réaliser une lame de phase[1] fonctionnant à cette longueur d'onde. Le substrat est un disque de quartz et un dépôt de Si_2N_3 est réalisé à sa surface. L'indice du dépôt est 1,8 et l'épaisseur visée est de 332 nm. Une mesure au profilomètre[2] a montré que le dépôt est bien homogène sur la surface[3], mais que son épaisseur est plutôt de 320 nm. Ce défaut d'épaisseur introduit un paramètre δ de 4%, légèrement supérieur aux 2% préconisés par [Igarashi] (voir paragraphe 4.2.6). Le bord du dépôt est de très bonne qualité et la valeur du paramètre S, largement inférieure à 50 µm, montre qu'un faisceau incident sur la lame de 1 mm de rayon ou plus conviendra.

4.3.2.2. Premières observations du mode LP_{11}

Une fois la lame caractérisée, nous avons mis en place un montage préliminaire d'injection de mode d'ordre supérieur dans une fibre optique. Le montage est décrit ci-après et représenté sur la Figure 4.13 :

---

[1] Lame de phase réalisée à TRT par Anne-Lise Coutrot (IR CNRS du LCF)

[2] Réalisée par Marc Roulliay au LCF

[3] Mesures en bonne adéquation avec celles réalisées au préalable par mesure de transmission lors du stage de Jahaira Valencia que j'ai eu l'occasion d'encadrer dans le cadre du programme NSF-REU

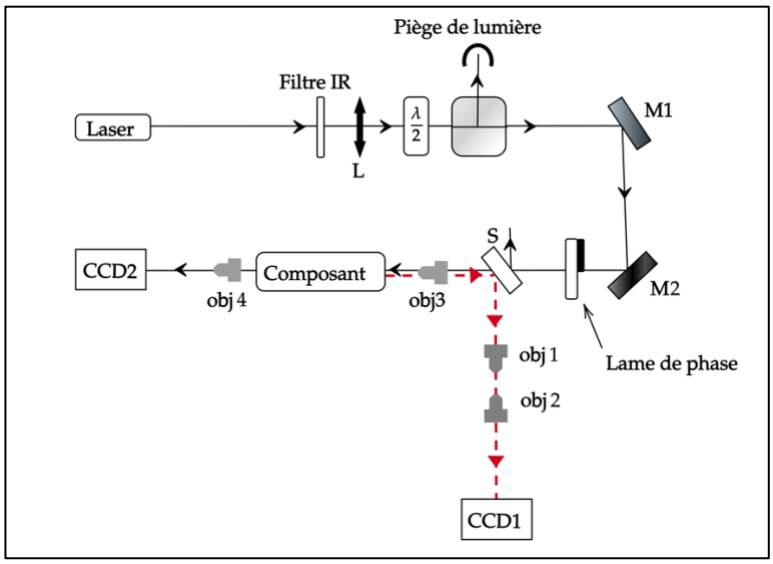


Figure 4.13 Montage préliminaire d'injection de mode d'ordre supérieur dans une fibre optique.

Un microlaser émet un faisceau à 532 nm. Une lentille L de longueur focale de 10 cm permet de collimater le faisceau émis et l'association d'une lame demi-onde et d'un cube séparateur de polarisation permet d'ajuster la puissance du faisceau pour ne pas trop éblouir les CCD (on ajoute également des densités au besoin). Une partie du faisceau incident se réfléchit sur les miroirs M1 et M2 qui permettent d'ajuster l'orientation du faisceau incident sur la fibre, l'autre partie étant envoyée dans un piège de lumière. Le faisceau, polarisé horizontalement, passe par la lame de phase, orientée verticalement. La taille du faisceau sur la lame est d'environ 2 mm de diamètre. Le faisceau converti par la lame de phase passe par une lame séparatrice 50/50 (notée S). La partie directe du faisceau est alors injectée dans le composant à l'aide de l'objectif obj3 (x20, ON égale à 0,35). Cet objectif est fixé sur une monture Nanomax (Thorlabs) possédant 3 degrés de liberté de translation permettant de régler finement l'injection dans la fibre.

L'entrée et la sortie de la fibre sont imagées en même temps sur deux caméras CCD, ce qui permet d'optimiser l'injection dans la fibre. Pour l'entrée, nous utilisons la réflexion de Fresnel à l'interface silice/air à l'entrée de la fibre, qui se réfléchit sur S (faisceau rouge pointillé). L'objectif obj1 (x20, ON égale à 0,35) reproduit le mode laser à l'entrée de la fibre, grossi ensuite par l'objectif obj2 (x60) sur la CCD1. Pour la sortie, nous utilisons l'objectif obj4 (x40) qui fait l'image de la sortie de fibre sur la CCD2.

Dans un premier temps, nous avons choisi d'injecter le faisceau dans la fibre SM1500SC à partir de laquelle est créé un filtre bimodal à 532 nm (voir paragraphe précédent). La Figure 4.14 montre le mode à l'entrée (image de gauche) et à la sortie de la fibre (image de droite). A l'entrée de la fibre, on voit bien le mode bi-lobe. Nous estimons sur la CCD que son diamètre est presque égal au diamètre de cœur de la fibre SM1500SC (7 µm).

Nous pouvons sélectionner le mode LP_{11} seul en sortie de la fibre en jouant sur les réglages fins de l'objectif obj3. Nous mesurons en sortie un couplage de 52% de la lumière dans le mode LP_{11} uniquement. Ce couplage sur le mode LP_{11} est très encourageant comparé à la valeur théorique maximale estimée à 79% [Grosjean] et à la valeur expérimentale trouvée dans la même référence égale à 56% pour un laser émettant un faisceau incident à 632 nm.

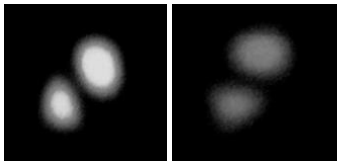


Figure 4.14 Modes à l'entrée (image de gauche) et à la sortie (image de droite) de la SM1500SC sur laquelle un filtre de 2 modes est créé à 532 nm.

Ces résultats pourront être optimisés en variant la largeur à mi-hauteur w_0 du faisceau incident et en adaptant au mieux la taille du faisceau à l'entrée de la fibre.

Nous avons déterminé le rayon de la nanofibre permettant de réaliser un accord de phase modal pour la fluorescence paramétrique. Nous avons identifié une fibre optique optimale pour notre application, qui répond à de multiples critères. Après avoir réalisé les calculs d'adiabaticité des tapers sur le mode fondamental et sur le mode d'ordre supérieur à exciter, nous avons commencé à étudier la fabrication. Nous avons proposé deux modèles de géométrie, le second modèle avec la nanofibre réalisée sur un filtre bimodal nous paraissant le plus prometteur pour la suite de ces travaux. Une fabrication systématique devra être mise en place, en observant par exemple les battements pendant l'étirage. Nous avons commencé à mettre en place une expérience d'injection sur un mode d'ordre supérieur et réussi à exciter le mode LP_{11}. Il reste encore bien sûr beaucoup de choses à mettre en place sur ce banc optique, comme le contrôle de polarisation et le système permettant d'identifier le mode TM_{01} en sortie de fibre.

Nous allons étudier, dans le paragraphe suivant, le vieillissement des nanofibres.

4.4. Étude du vieillissement des nanofibres

La motivation à l'origine de cette étude est que, de façon générale, pour toutes les applications utilisant une nanofibre, il est intéressant de voir comment vieillissent les nanofibres en fonction de leur environnement afin de déterminer la façon la plus efficace de les stocker. Concernant la génération des paires de photons corrélés, nous anticipons des temps d'acquisition relativement longs en raison des faibles efficacités et la transmission des nanofibres sur le long terme est donc un facteur important pour la réussite de cette expérience. Nous avons ainsi mis en place un montage de mesure en

continu de l'évolution de la transmission d'une nanofibre à 1550 nm sur des durées de quelques mois.

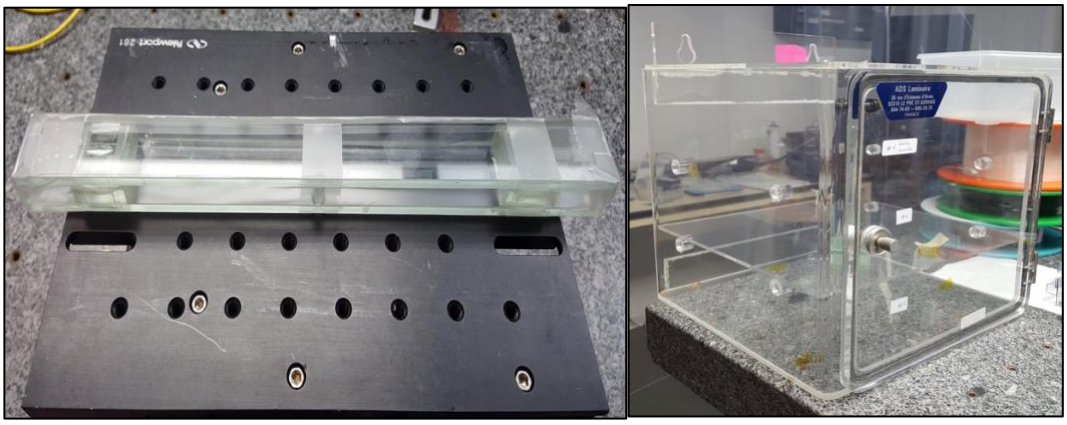
Dans la littérature nous n'avons relevé qu'une seule une étude systématique des facteurs de dégradation des nanofibres. Cette étude, réalisée sur une semaine, a été effectuée dans 3 environnements de différentes classes de propreté [Fujiwara]. Les nanofibres qui y sont testées ont des rayons variant entre 340 nm et 460 nm, une longueur de 1 cm et des transmissions initiales de l'ordre de 90%. D'après cette étude, les poussières se déposant à la surface de la nanofibre sont responsables de la dégradation des performances de façon prépondérante, cette dégradation pouvant conduire à une transmission nulle de la nanofibre, voire même à sa destruction. Fujiwara et al. ont mesuré qu'une nanofibre placée dans des conditions de propreté standard de laboratoire, sans protection spéciale, a une durée de vie maximale de quelques heures, ce que nous avons nous-même constaté. L'effet de l'humidité est aussi discutée. En effet, la nanofibre peut présenter des microfissures suite à des défauts de fabrication, dans lesquelles les molécules d'eau peuvent pénétrer et causer la dégradation du composant. Fujiwara et al. montrent toutefois expérimentalement qu'il ne s'agit pas de la cause principale de dégradation, du moins en atmosphère standard de laboratoire.

Notre objectif est d'étendre ces mesures de vieillissement à nos nanofibres, sur des durées de l'ordre de quelques mois afin de réaliser les prédictions les plus fiables possibles, en testant différents degrés de protection. Nous avons également testé l'influence de la longueur des nanofibres en utilisant une longueur de nanofibre courte (1 cm) et une longueur de nanofibre longue (7 cm). Nous avons également étudié la possibilité de stabilisation de la transmission d'une nanofibre dégradée.

Nous avons réalisé une première expérience avec des nanofibres de 1 cm de long. Nous avons tiré des nanofibres, appelées Nano1 et Nano2 dans la suite, de rayon r_{NF} = 500 nm. Nano1 est fixée dans un support en verre recouvert par une plaque de verre et laissé dans les conditions de propreté "standards" du laboratoire (environnement 1, voir photo de la Figure 4.15(a)). Nano2 est fixée dans un support identique, à son tour placé dans une boîte pour stockage d'échantillons de salle blanche (environnement 2, voir photo de la Figure 4.15(b)).

La Figure 4.16 illustre le montage que nous avons réalisé pour ces mesures. Une diode laser continue à 1550 nm émet un faisceau de puissance maximale P_{max} = 40 mW. Ce faisceau est séparé en deux parties à l'aide d'un coupleur 90/10 où 10% de la lumière est collectée par la photodiode PD1 qui nous sert de référence de puissance d'entrée. Les 90% restants sont injectés dans un coupleur 50/50. L'une des sorties du coupleur est injectée dans Nano1 et l'autre dans Nano2. Les photodiodes PD2 et PD3, pilotées par un

code développé sur Labview, font l'acquisition en continu des puissances de sortie, P1 et P2. Une fois la calibration du système réalisée, nous en déduisons les transmissions de Nano1 et Nano2, notées respectivement T1 et T2.



(a) *(b)*

Figure 4.15 (a) Environnement 1, (b) Environnement 2.

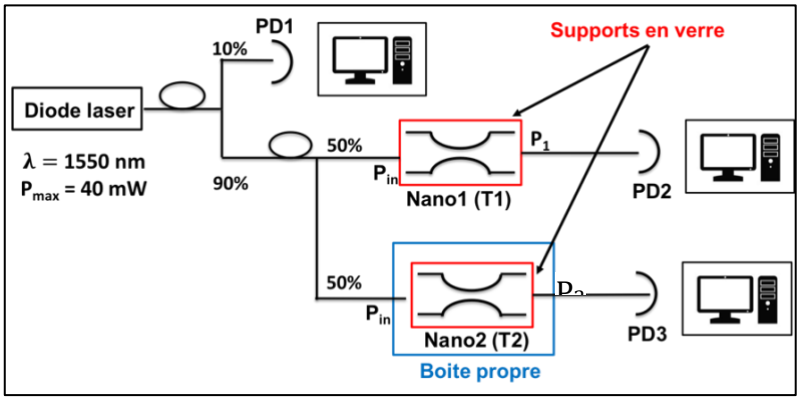


Figure 4.16 Montage pour les mesures des transmissions des nanofibres.

En Figure 4.17, nous présentons les résultats d'une première série de mesures (appelée Test 1). La phase 1 a ici une durée de 90 jours, la phase 2 a une durée de 70 jours. Les transmissions initiales des nanofibres après leur étirage et leur transfert jusqu'au montage sont respectivement T1 = 77% et T2 = 75%.

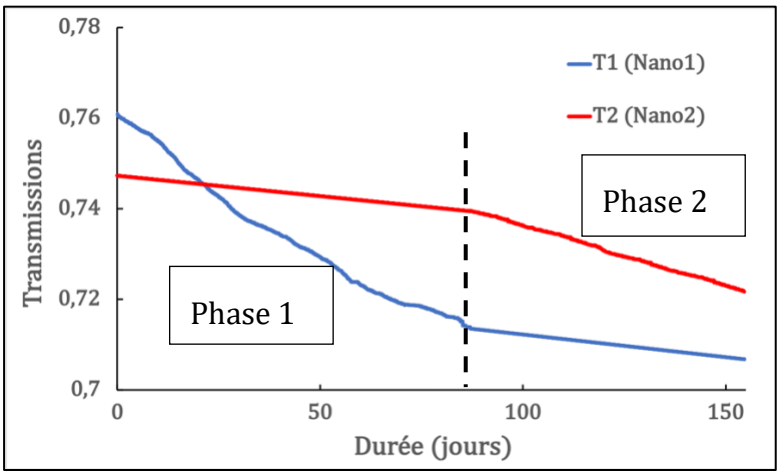
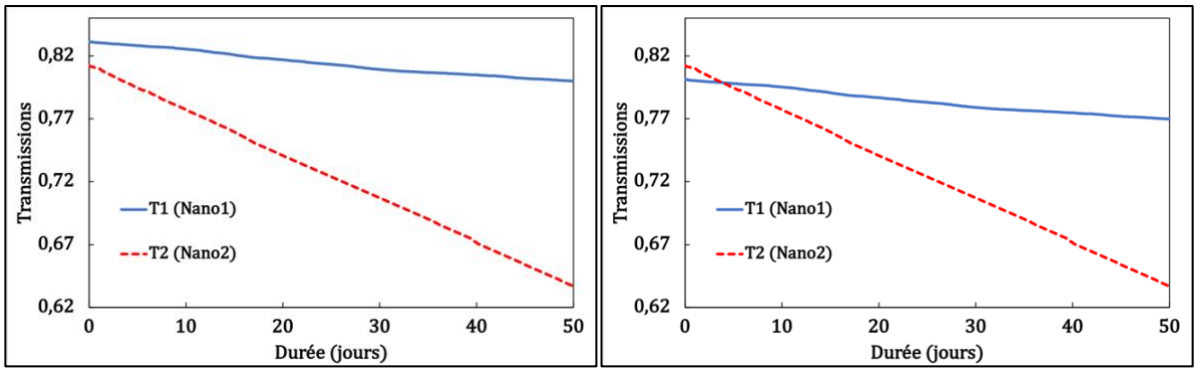


Figure 4.17 Test1 : variation de la transmission de Nano1 et de Nano2 au cours du temps.

Nous remarquons que durant la phase 1, la transmission T1 a diminué de 6% au bout de 90 jours. Ce résultat montre que la boîte en verre partiellement couverte protège bien nos nanofibres. La transmission T2 est restée quasiment identique à la transmission initiale, diminuant seulement de 1%, montrant donc une amélioration des performances grâce à un meilleur état de propreté de l'environnement immédiat de la nanofibre. Au début de la phase 2, nous avons permuté Nano1 et Nano2. Nous remarquons que la chute de la transmission T1 s'est stabilisée grâce à cette permutation passant de 71,5% à 71% au bout de 70 jours. Ainsi, nous retenons qu'il est possible de ralentir la dégradation de la transmission d'une nanofibre en la plaçant dans un environnement plus propre.

Nous avons répété cette mesure avec deux nanofibres de même géométrie et de transmissions sensiblement égales à celles utilisées pour le Test1, sur une durée un peu plus courte (50 jours) et sans inversion des nanofibres. Nous avons représenté en Figure 4.18(a) les résultats de ces mesures (Test 2). Nous observons également une diminution plus prononcée de la transmission pour la nanofibre dans la boîte de verre seule. T1 perd 16%, passant de 83% à 67%, tandis que T2 ne perd que 3%, passant de 85% à 82%.

Nous avons également testé des nanofibres, toujours de même rayon r_{NF} = 500 nm, mais plus longues (L_w = 7 cm) sur 50 jours (Test3 sur la Figure 4.18(b)). Ici encore, nous observons une diminution plus rapide pour T1 (qui passe de 81% à 64% soit une diminution de 17%) que pour T2 (qui passe de 79% à 76% soit une diminution de 3%). Nous constatons donc qu'il n'y a pas d'effet de la longueur de la nanofibre sur la dégradation de ses performances.



(a) *(b)*

Figure 4.18 (a) Test2, (b) Test3.

Afin de vérifier l'effet de l'humidité ambiante sur nos nanofibres, nous avons collé avec du scotch double face des billes de Silica gel à la base du support en verre des nanofibres. Ces billes, initialement bleues, deviennent roses dans un milieu humide. La teinte de la couleur rose varie selon le taux de l'humidité qui entoure les billes. Nous remarquons que les billes dans les deux cas (Nano1 et Nano2) sont devenues roses après 2 heures et avec la même teinte de rose, montrant un même taux d'humidité dans les deux environnements. En revanche, nous avons noté la présence de poussières s'accumulant sur le scotch dans le support non surprotégé de l'environnement 1. Ces observations corroborent deux des conclusions de Fujiwara et al., à savoir que l'humidité ambiante n'a pas d'effet sur la dégradation des performances des nanofibres et que les poussières résiduelles attirées de façon électrostatique par les nanofibres sont vraisemblablement à l'origine de cette dégradation.

En conclusion de ces expériences de vieillissement, nous pouvons anticiper l'évolution de la dégradation en transmission des nanofibres dans le temps, sur des durées assez longues, de l'ordre de quelques mois. Une protection "légère" s'avère être suffisante pour augmenter considérablement la durée de vie de la nanofibre, tout en conservant une transmission tout à fait acceptable. Un degré de protection supplémentaire permet de ralentir encore davantage la dégradation.

4.5. Conclusion du chapitre 4

Dans ce chapitre, nous avons étudié une source de paires de photons corrélés pour les télécoms quantiques basée sur une nanofibre en silice. Cette source est basée le mécanisme de la fluorescence paramétrique à la surface d'une nanofibre.

Afin de dimensionner la nanofibre, nous avons étudié l'accord de phase modal en fluorescence paramétrique et nous avons choisi de nous placer à la dégénérescence. La pompe est émise sur le mode TM_{01} à 775 nm et le signal et le complémentaire sont

générés sur le mode HE_{11} à 1550 nm. La nanofibre permettant de satisfaire cet accord de phase a un rayon de 350 nm. Nous avons mis en évidence l'importance de l'uniformité de la nanofibre sur l'efficacité de conversion et pensons que notre étireuse pourra apporter les performances requises.

Nous avons choisi d'utiliser une lame de phase afin de générer le mode d'ordre supérieur TM_{01} à partir d'un faisceau gaussien. La lame que nous avons construite a une erreur de phase δ de 4% et un bord de très bonne qualité, ce qui nous permet de générer le mode LP_{11} avec un couplage intéressant. D'après nos premières mesures, nous obtenons un couplage de 52% de lumière sur le mode LP_{11}.

Nous avons sélectionné la fibre standard SM1500SC pour cette application, un choix reposant sur plusieurs critères. Nous avons réalisé une étude d'adiabaticité des tapers à 4 couches et pour les modes d'ordre supérieur, en mettant en place un modèle numérique. Suite au choix de la fibre optique standard, la source proposée peut avoir deux géométries que nous avons commencé à fabriquer.

Nous avons enfin étudié le vieillissement des nanofibres en fonction de leur environnement afin de déterminer la façon la plus efficace de les stocker. Cette étude a montré que le degré de propreté du milieu entourant la nanofibre est le facteur principal affectant ses performances et sa durée de vie. Nous avons réussi à prolonger la durée de vie de nos nanofibres de quelques heures (nanofibres en milieu ambiant) à quelques mois (nanofibres en milieu propre mais pas excessivement contraignant).

Conclusion générale et perspectives

Ce manuscrit illustre les travaux de ma thèse qui ont porté sur l'exploitation d'une nanofibre optique de silice pour deux applications : la réalisation de convertisseurs de longueur d'onde efficaces dans le visible utilisant la diffusion Raman stimulée et la génération de paires de photons corrélés pour les télécommunications quantiques utilisant la fluorescence paramétrique.

Après une introduction et une présentation des principales applications des nanofibres, nous avons établi les modèles que nous avons mis en place pour décrire la propagation de la lumière dans la nanofibre et dans ses tapers. Dans la nanofibre, nous utilisons un modèle vectoriel à deux couches. Dans les tapers nous utilisons un modèle scalaire à trois couches. À partir de ce dernier modèle, nous avons calculé la condition d'adiabaticité des tapers dans différentes configurations, en faisant varier plusieurs paramètres comme l'indice du milieu extérieur, la longueur d'onde ou encore la nature de la fibre initiale. Nous présentons ensuite les principales techniques de fabrication des nanofibres et terminons ce chapitre par une présentation de l'étireuse de nanofibres mise au point au LCF. Ce premier chapitre nous permet d'introduire la diffusion Raman stimulée dans le champ évanescent d'une nanofibre immergée dans un liquide. Pour cela, après des généralités sur ce mécanisme non linéaire d'ordre 3, nous avons introduit le gain Raman modal qui dépend du rayon de la nanofibre et du liquide environnant, ainsi que le paramètre γ qui permet de dimensionner les nanofibres utilisées. Nous terminons en rappelant les premiers résultats obtenus lors d'une thèse précédente, à savoir la démonstration expérimentale de la diffusion Raman stimulée dans le champ évanescent d'une nanofibre immergée dans un liquide. Le seuil Raman n'avait alors pas été obtenu et les expériences, menées avec un seul de rayon de nanofibre (celui correspondant au gain Raman modal maximal), étaient de plus difficilement reproductibles du fait des conditions expérimentales. Nous avons prolongé ces études en exploitant davantage cette technologie très prometteuse, ce qui a été en grande partie possible grâce à l'acquisition d'un plafond soufflant permettant de travailler en atmosphère propre. Dans le chapitre suivant, nous présentons la conception et la réalisation d'un convertisseur de longueur d'onde utilisant une nanofibre immergée dans un liquide Raman. Après une discussion sur le dimensionnement de la nanofibre et de ses tapers, nous présentons les résultats expérimentaux, obtenus à partir de trois rayons différents et de deux fibres standard différentes. Le liquide Raman était l'éthanol. Des études systématiques des performances des convertisseurs ont été réalisées et ont montré des efficacités de conversion externes voisines de 60%. Le seuil Raman a été obtenu et dépassé pour deux rayons (220 nm et 300 nm). Nous avons défini un domaine de fonctionnement de ces

convertisseurs, borné par le seuil Raman et le seuil de dommage optique. Une étude du paramètre γ au seuil Raman a été réalisée, ce paramètre étant important pour un dimensionnement précis des nanofibres. À partir de cette valeur, nous proposons également une méthode de mesure non destructive du diamètre des nanofibres. Ces résultats devraient permettre de dimensionner et prédire les performances de convertisseurs utilisant d'autres liquides, pour générer d'autres longueurs d'onde. Nous terminons ce chapitre par une étude des seuils de dommage optique des nanofibres immergées dans différents liquides, montrant une augmentation notable de ce seuil par rapport à l'air.

La seconde application étudiée fait l'objet du chapitre suivant, à savoir l'utilisation de la fluorescence paramétrique de surface d'une nanofibre optique pour la réalisation d'une source de paires de photons corrélés émettant autour de 1,5 µm. Après une présentation des bases théoriques sur l'accord de phase retenu, à savoir un accord de phase modal entre une pompe émise sur le mode TM_{01} et un signal et complémentaire émis sur le mode fondamental HE_{11}, nous estimons le rendement de conversion du mécanisme et discutons de l'effet de l'uniformité de la nanofibre. Nous présentons ensuite les critères de choix de la fibre à utiliser et présentons celle que nous avons retenue. Nous détaillons ensuite le choix réalisé pour la technique de conversion de modes, utilisant une lame de phase. Les premières mises en œuvre expérimentales sont ensuite décrites : premiers tests d'étirage du convertisseur et montage préliminaire pour l'observation des modes. Motivés entre autres par le fait que les acquisitions prendront du temps, du fait des modestes efficacités du processus, nous terminons ce chapitre par une étude du vieillissement des nanofibres, en testant sur de longues durées l'évolution de la transmission, en faisant varier les conditions de stockage ainsi que la longueur des nanofibres. Nous montrons une lente dégradation de cette transmission au cours du temps lorsque la nanofibre est protégée de façon assez "rudimentaire" dans une simple boîte en verre et que cette dégradation est encore plus lente lorsqu'on augmente le degré de protection de la nanofibre, nous rendant ainsi optimistes sur la possibilité de réaliser des expériences sur un temps long.

Il y a plusieurs perspectives à ces travaux. L'une d'elles pourrait être la réalisation de convertisseurs de longueur d'onde utilisant des modes d'ordre supérieur. Leur gain Raman modal est certes plus faible, mais le rayon des nanofibres serait plus grand, de l'ordre de 500 nm, ce qui rend le composant plus facile à fabriquer et surtout beaucoup plus facile à manipuler. Toutes les connaissances acquises lors des études sur les photons corrélés sur le contrôle de ces modes pourront alors être mises à profit. Il serait également intéressant de tester des nanofibres enrobées de polymères non linéaires, qui sont actuellement à l'étude chez TRT. Ceci ouvrirait la voie vers des convertisseurs de

longueur d'onde tout solides. Enfin, il serait utile de poursuivre l'étude des seuils de dommage optique dans d'autres régimes impulsionnels afin d'avoir une meilleure compréhension des phénomènes en jeu.

Les travaux sur les paires de photons corrélés en sont tout juste à leurs débuts et il reste encore beaucoup d'études à réaliser pour atteindre le but. Après avoir pris nos premières marques à 532 nm et une fois que nous les aurons consolidées, il faudra transposer les résultats à la longueur d'onde de pompe de 780 nm pour observer les premiers photons de fluorescence paramétrique à 1,5 µm.

Ces études, que ce soit celles concernant les convertisseurs Raman ou celles sur les paires de photons corrélés, montrent qu'il reste encore un vaste champ d'études à explorer dans le domaine des nanofibres de silice, qui sont des objets d'apparente simplicité mais avec de multiples fonctionnalités potentielles.

Bibliographie et webographie

[Agrawal] G. P. Agrawal, “Nonlinear Fiber Optics”, Lecture Notes in Physics, Springer Berlin Heidelberg, 2000.

[Alibart] O. Alibart, V. D'Auria, M. De Micheli, F. Doutre, F. Kaiser, L. Labonté, T. Lunghi, É. Picholle and S. Tanzilli, “Quantum photonics at telecom wavelengths based on lithium niobate waveguides”, arXiv:1608.01100v2.

[Barbier] M. Barbier, “Génération de paires de photons corrélés par mélange à quatre ondes spontané dans des bres microstructurées à coeur liquide”, Institut d’Optique Graduate School, 2014.

[Beugnot] J.-C. Beugnot, S. Lebrun, G. Pauliat, H. Maillotte, V. Laude, and T. Sylvestre, “Brillouin light scattering from surface acoustic waves in a subwavelength-diameter optical fibre”, Nature Communications, 5:5242, 2014.

[Birks1] T. A. Birks and Y. W. Li, “The shape of fiber tapers”, Journal of Lightwave Technology, vol. 10, pp. 432–438, 1992.

[Birks2] T. A. Birks, W. J. Wadsworth and P. S. Russell, “Supercontinuum generation in tapered fibers”, Optics Letters, vol. 25, pp. 1415-1417, 2000.

[Bloembergen] N. Bloembergen, “Nonlinear optics”, World Scientific, 4th edition, 1996.

[Bonfrate] G. Bonfrate, V. Pruneri and P. Kazansky, “Parametric fluorescence in periodically poled silica fibers”, Applied Physics Letters, 75 (16), pp. 2356-2358, 1999.

[Boyd] R. W. Boyd, “Nonlinear Optics”, Elsevier, 2003.

[Brambilla] G. Brambilla, “Optical fibre nanowires and microwires: a review,” Journal of Optics, vol. 12, pp. 043001, 2010.

[Bures] J. Bures, “Optique Guidée”, Presses Internationales Polytechnique, 2009.

[Cui] L. Cui, X. Li, C. Guo, Y. H. Li, Z. Y. Xu, L. J. Wang and W. Fang, “Generation of correlated photon pairs in micro/nano-fibers”, Optics Letters, vol. 38, no. 23, 2013.

[De Lucia] F. De Lucia, D. W. Keefer, C. Corbari and P. J. A. Sazio, “Thermal poling of silica optical fibers using liquid electrodes”, Optics Letters, 42 (1), pp. 69-72, 2017.

[Diry] F. Diry, “Holographie dynamique pour les atomes froids: modes de Laguerre-Gauss et leurs variantes”, Université Paris Sud - Paris XI, 2009.

[Fanjoux] G. Fanjoux, J. Chrétien, A. Godet, K. Phan-Huy, JC. Beugnot and T. Sylvestre, “Demonstration of the evanescent Kerr effect in optical nanofibers”, Optics Express, vol. 27, pp. 29460-29470, 2019.

[Fatemi] F. K. Fatemi, "Cylindrical vector beams for rapid polarization-dependent measurements in atomic systems", Optics Express, vol. 19, pp. 25143-25150, 2011.

[Fiorentino] M. Fiorentino, S. Spillane, R. Beausoleil, T. Roberts, P. Battle and M. Munro, “Spontaneous parametric down-conversion in periodicaly poled KTP wavguides and bulk crystals”, Optics Express, 15 (12), pp. 7479-7487, 2007.

[Forster] M. A. Foster, A. C. Turner, M. Lipson, A. L. Gaeta, “Nonlinear optics in photonic nanowires”, Optics Express, vol. 16, pp. 1300-1320, 2008.

[Frawley] M. C. Frawley, I. Gusachenko, V. G. Truong, M. Sergides, and S. N. Chormaic, “Selective particle trapping and optical binding in the evanescent field of an optical nanofiber,”, Optics Express, vol. 22, pp. 16322–16334, 2014.

[Frawley2] M-C. Frawley, A. Petcu-Colan, V. G. Truong, S. Nic Chormaic, “Higher order mode propagation in an optical nanofiber”, Optics Communications, vol. 285, Issue 23, pp. 4648-4654, 2012.

[Fujiwara] M. Fujiwara, K. Toubaru, S. Takeuchi, “Optical transmittance degradation in tapered fibers”, Optics Express, 19(9):8596-601, 2011.

[Fulconis] J. Fulconis, O. Alibart, J. O’Brien, W. Wadsworth, and J. Rarity, “Photonic crystal fiber source of photon pairs for quantum information processing,” arXiv: quant-ph/0611232v1, 2006.

[Gattas] R. R. Gattass, G. T. Svacha, L. Tong, E. Mazur, “Supercontinuum generation in submicrometer diameter silica fibers”, Optics Express, vol. 14, pp. 9408–9414, 2006.

[Grellier] A. J. C. Grellier, N. K. Zayer, C. N. Pannell, “Heat transfer modelling in CO_2 laser processing of optical fibres”, Optics Communications, vol. 152, pp. 324–328, 1998.

[Griffiths] J. E. Griffiths, “Raman scattering cross sections in strongly interacting liquid systems:CH_3OH, C_2H_5OH, i-C_3H_7OH, $(CH_3)_2CO$, H_2O, and D_2O”, Journal of Chemical Physics, vol. 60, pp. 2556, 1974.

[Grosjean] T. Grosjean, A. Sabac, D. Courjon, “A versatile and stable device allowing the efficient generation of beams with radial, azimuthal or hybrid polarizations”, Optics Communications, vol. 252, Issues 1–3, 2005.

[Harlé] T. Harlé, “Sources fibrées de paires de photons : caractérisation et influence de la non-uniformité”, Université Paris-Saclay, 2018.

[Hoffman] J. E. Hoffman, S. Ravets, J. A. Grover, P. Solano, P. R. Kordell, J. D. Wong-Campos, L. A. Ozoco and S. L. Rolston, “Ultrahigh transmission optical nanofibers”, AIP Advances, vol. 4, pp. 067124, 2014.

[Igarashi] K. Igarashi, D. Souma, T. Tsuritani and I. Morita, "Performance evaluation of selective mode conversion based on phase plates for a 10-mode fiber", Optics Express, vol. 22, pp. 20881-20893, 2014.

[Jiang] X. Jiang, L. Tong, G. Vienne, X. Guo, A. Tsao, Q. Yang and D. Yang, “Demonstration of optical microfiber knot resonators,” Applied Physics Letters, vol. 88, p. 223501, 2006.

[Kuzuu] N. Kuzuu, K. Yoshida, H. Yoshida, T. Kamimura, N. Kamisugi, “Laser-induced bulk damage in various types of vitreous silica at 1064, 532, 355, and 266 nm: evidence of different damage mechanisms between 266-nm and longer wavelengths”, Applied Optics, vol. 38, pp. 2510, 1999.

[Laegsgaard] J. Laegsgaard, “Theory of surface second-harmonic generation in silica nanowires”, Journal of Optical society of America B, vol. 27, no. 7, 2010.

[Le Kien] F. Le Kien, V. I. Balykin et K. Hakuta, “Atom trap and waveguide using a two-color evanescent light field around a subwavelength-diameter optical fiber”, Physical Review A, vol. 70, p. 063403, 2004.

[Lebrun] S. Lebrun, P. Delaye, R. Frey, G. Roosen, “High-efficiency single-mode Raman generation in a liquid-filled photonic bandgap fiber”, Optics Letters, 32(4), pp. 337–339, 2007.

[Lee] K. Lee, J. Chen, C. Liang, X. Li, P. Voss and P. Kumar,“Generation of high-purity telecom-band entangled photon pairs in dispersion-shifted fiber” Optics Letters, vol. 31, pp. 1905, 2006.

[Mägi] E. Mägi, L. Fu, H. Nguyen, M. Lamont, D. Yeom et B. Eggleton”, Enhanced Kerr nonlinearity in sub-wavelength diameter As2Se3 chalcogenide fiber taper”, Optics Express, 15 (16), pp. 10324-10329, 2007.

[Meng] C. Meng, S. Yu, H. Wang, Y. Cao, L. Tong, W. Liu et Y. Shen, “Graphene-doped polymer nanofibers for low-threshold nonlinear optical waveguiding”, Light: Science &Applications 4, 2015.

[Orucevic] F. Orucevic, V. Lefèvre-Seguin, J. Hare, “Transmittance and near-field characterization of sub-wavelength tapered optical fibers”, Optics Express, vol. 15, pp. 13624–13629, 2007.

[PhanHuy] M. C. Phan Huy, P. Delaye, G. Pauliat and S. Lebrun, “Efficient Raman converter in the yellow range with high spatial and spectral brightness”, Applied Optics, 57 (24), pp. 6892-6897, 2018.

[Polynkin] P. Polynkin, A. Polynkin, N. Peyghambarian et M. Mansuripur, “Evanescent field- based optical fiber sensing device for measuring the refractive index of liquids in microfluidic channels”, Optics Letters, vol. 30, pp. 1273–1275, 2005.

[Ravets] S. Ravets, J. E. Hoffman, L. A. Orozco, S. L. Rolston, G. Beadie, and F. K. Fatemi, "A low-loss photonic silica nanofiber for higher-order modes", Optics Express, vol. 21, pp. 18325-18335, 2013.

[Sbds] Spectral Database for Organic Compounds SDBS : http://sdbs.db.aist.go.jp/sdbs/cgi- bin/direct_frame_top.cgi

[Shan1] L. Shan, G. Pauliat, G. Vienne, L. Tong et S. Lebrun, “Stimulated Raman scattering in the evanescent field of liquid immersed tapered nanofibers”, Applied Physics Letters, vol. 102, p. 201110, 2013.

[Shan2] L. Shan, "Stimulated Raman scattering in the evanescent field of nanofibers. PhD thesis", Paris, 2012.

[Shan3] L. Shan, G. Pauliat, G. Vienne, L. Tong, S. Lebrun, "Design of nanofibres for efficient stimulated Raman scattering in the evanescent field", Journal of European Optical Society Rapid Publications, vol. 8, pp. 13030, 2013.

[Shi] L. Shi, X. Chen, H. Liu, Y. Chen, Z. Ye, W. Liao, Y. Xia, "Fabrication of submicron-diameter silica fibers using electric strip heater", Optics Express, vol. 14, pp. 5055–5060, 2006.

[siteweb1] https://www.corning.com/worldwide/en/products/communication-networks/products/ ber/smf-28-ultra.html

[siteweb2] https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=460HP

[siteweb3] https://www.engineeringtoolbox.com/thermal-conductivity-liquids-d_1260.html

[siteweb4] https://fibercore.humaneticsgroup.com/products/single-mode-sm-fiber/pure-silica-core-sm-fiber/sm300-sc

[Smith] R. G. Smith, "Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scatterings", Applied Optics, vol. 11, no. 11, 1972.

[SmithDo] A. V. Smith, B. T. Do, "Bulk and surface damage of silica by picoseconds and nanosecond pulses at 1064 nm", Applied Optics, vol. 47, pp. 4812-4832, 2008.

[Snyder] A. W. Snyder, J. Love, "Optical Waveguide Theory", Springer Science & Business Media, 1983.

[Stiebeiner] A. Stiebeiner, O. Rehband, R. Garcia-Fernandez et A. Rauschenbeutel, "Ultra-sensitive fluorescence spectroscopy of isolated surface-adsorbed molecules using an optical nanofiber", Optics Express, vol. 17, pp. 21704–21711, 2009.

[Sumetsky1] M. Sumetsky, Y. Dulashko, and A. Hale, "Fabrication and study of bent and coiled free silica nanowires : Self-coupling microloop optical interferometer," Optics Express, vol. 12, pp. 3521–3531, 2004.

[Sumetsky2] M. Sumetsky, "Optical fiber microcoil resonator," Optics Express, vol. 12, pp. 2303– 2316, 2004.

[Tanzilli] S. Tanzilli, H. De Riedmatten, W. Tittel, H. Zbinden, P. Baldi, M. De Micheli, D. B. Ostrowsky and N. Gisin, "Highly efficient photon-pair source using periodically poled lithium niobate waveguide", Electronics Letters, vol. 37, p. 26, 2001.

[Tong] L. Tong, M. Sumetsky, "*Subwavelength and Nanometer Diameter Optical Fibers*", Springer Science & Business Media, 2008.

[Turner] M. D. Turner, T. M. Monro, S. Afshar, “A full vectorial model for pulse propagation in emerging waveguides with subwavelength structures part II: stimulated Raman scattering”, Optics Express, vol. 17, pp. 11565-11581, 2009.

[Warken] F. Warken, E. Vetsch, D. Meschede, M. Sokolowski et A. Rauschenbeutel, “Ultra- sensitive surface absorption spectroscopy using sub-wavelength diameter optical fibers”, Optics Express, vol. 15, pp. 11952–11958, 2007.

[Wuttke] C. Wuttke and A. Rauschenbeutel, “Thermalization via Heat Radiation of an Individual Object Thinner than the Thermal Wavelength”, Physics Review Letters 111, 024301, 2013.

[Zhang] Q. Zhang, X. Xie, H. Takesue, S. W. Nam, C. Langrock, M. M. Fejer, and Y. Yamamoto, "Correlated photon- pair generation in reverse-proton-exchange PPLN waveguide with integrated mode demultiplexer at 10 GHz clock,” Optics Express, vol. 15, pp. 10288, 2007.

Table des figures

Figure 1.1 Schéma de la nanofibre optique de silice ; les rayons du cœur et de la gaine de la fibre optique diminuent avec le même rapport de réduction dans la zone du taper. 15

Figure 1.2 Propagation linéaire de la lumière tout le long du composant ; n_c, n_g et n_e : indices de réfraction du cœur de la fibre, de la gaine de la fibre et du milieu externe. 17

Figure 1.3 Modélisation du taper sous forme de tronçons de fibres cylindriques de même longueur z_L. 20

Figure 1.4 Variation de l'indice effectif n_{eff} en fonction du rayon relatif tout le long du taper ; n_c, n_g, n_e : indice de réfraction du cœur de la fibre, de la gaine de la fibre et du milieu externe ; r_{crit} : rayon relatif critique délimitant les zones A et B. 20

Figure 1.5 Pente locale normalisée $1rdrdz$ du taper ; nanofibre entourée d'air ou de liquide. 22

Figure 1.6 Limite adiabatique pour le taper créé à partir de la fibre SMF28 à 532 nm. Cette fibre étant fortement multimode à cette longueur d'onde, on suppose que le taper est précédé d'un filtre monomode à 532 nm. 23

Figure 1.7 Influence du rapport $r0rc0$ et de la longueur d'onde sur les courbes d'adiabacité. 24

Figure 1.8 Module au carré du champ électrique normalisé d'une nanofibre ayant un rayon de 150 nm pour le mode vectoriel HE_{11} et modules au carré de er, $e\varphi$ et ez. 25

Figure 1.9 Fraction évanescente f_{ev} en fonction du rayon de la nanofibre r_{NF} pour une pompe à 532 nm; le milieu externe étant l'air (n = 1). 26

Figure 1.10 Principe général de l'étirage [Birks1] ; δr(x) : taux de réduction du rayon durant δt ; δx : l'élongation durant δt ; $L_0 + \delta L(x)$: longueur de A'B' après un intervalle δt. 27

Figure 1.11 Chauffage de la fibre à l'aide d'un laser CO_2 durant l'étirage [Grellier]. 29

Figure 1.12 Chauffage de la fibre à l'aide d'un micro-four thermoélectrique durant l'étirage [Shi]. 29

Figure 1.13 Chauffage de la fibre à l'aide d'une flamme durant l'étirage. 30

Figure 1.14. Étapes de l'étirage "pull and brush". 32

Figure 1.15 (a) Profil du taper ($r = f(z_0)$) pour différentes valeurs de q, (b) Pente locale normalisée ($drdz0 = f(z_0)$) du taper pour différentes valeurs de q. 34

Figure 1.16 Les intervalles de déplacement des platines gauche et droite en mm. 35

Figure 1.17 Trajectoire des platines de translation ; x_d, x_g : déplacements à droite et à gauche des platines. 36

Figure 1.18 Banc d'étirage développé par le groupe Photonique Non Linéaire au laboratoire Charles Fabry. 37

Figure 1.19 Image prise par Anne-Lise Coutrot au microscope électronique à balayage d'une nanofibre de silice faite au Laboratoire Charles Fabry et ayant un rayon cible de 300 nm sur 0,8 cm. 38

Figure 2.1 Diffusions Raman Stokes et anti-Stokes ; σR : décalage Raman en cm^{-1}. 43

Figure 2.2 Spectre Raman de l'éthanol illustré dans la référence [Sbds] 44

Figure 2.3 Processus de la diffusion Raman stimulée au champ évanescent d'une nanofibre baignée dans un liquide. 45

Figure 2.4 Profils des modes fondamentaux des faisceaux de pompe à 532 nm et du premier ordre Stokes à 630 nm pour une nanofibre dont le rayon est 0,22 µm et immergée dans de l'éthanol. 47

Figure 2.5 Variations du gain Raman modal en fonction du rayon de la nanofibre. Sur les courbes de gauche les modes de pompe et Stokes sont émis sur le mode HE_{11}. Sur les courbes de droite les modes de pompe et Stokes sont émis sur le mode TM_{01}. Les courbes sont calculées pour différents liquides baignant la nanofibre, l'indice et le coefficient de gain variant ainsi pour chaque courbe. 48

Figure 2.6 Évolution des énergies transmises de l'onde de pompe et de l'onde Stokes en fonction de l'énergie de pompe incidente pour une nanofibre de rayon 220 nm immergée dans de l'éthanol. 50

Figure 2.7 (a) Profils temporels des impulsions de pompe incidente (en bleu), transmise (en vert) et Stokes (en rouge) pour une énergie incidente de pompe de 0,52 µJ; (b) Profils temporels des impulsions de pompe incidente (en bleu), transmise (en vert) et Stokes (en rouge) pour une énergie incidente de pompe de 0,7 µJ. 50

Figure 2.8 (a) Spectre du faisceau à la sortie de la nanofibre baignée dans l'éthanol ayant un rayon de 220 nm et une longueur de 6 cm pour une énergie de pompe incidente de 0,22 µJ, (b) Energies de la pompe transmise et du premier ordre Stokes généré en fonction de l'énergie incidente [Shan1]. 52

Figure 3.1 Schéma d'un convertisseur Raman évanescent ; L_1 et L_2 : extrémités de la fibre optique standard d'entrée et de sortie ; L_t : longueur du taper ; L_w : longueur de la nanofibre. Le liquide Raman est schématisé par la zone bleutée. 56

Figure 3.2 Gain Raman modal g_{Rm} (à gauche) et énergie du seuil Raman évanescent E_{th} (à droite) en fonction du rayon r_{NF} de la nanofibre immergée dans l'éthanol. 57

Figure 3.3 Illustration du filtre monomode étiré sur L_1 et de la partie de la fibre optique standard entre le filtre et le taper qui doit être droit et bien tendu. 59

Figure 3.4 Le mode optique fondamental LP_{01} à la sortie de $L1$ après 20 cm du filtre monomode. 59

Figure 3.5 (a) Les limites d'adiabaticité de la SMF28-NF2 pour différents indices de réfraction (air : n = 1, éthanol : n_L = 1,36, isopropanol : n_L = 1,38); (b) Les limites d'adiabaticité de la 460HP-NF2 pour différents indices de réfraction (air : n = 1, éthanol : n_L = 1,36, isopropanol : n_L = 1,38). 60

Figure 3.6 (a) Comparaison entre la condition d'adiabaticité des tapers issus de la SMF28 et ceux issus de la 460HP, (b) Vérification de l'adiabaticité des tapers à la longueur d'onde du premier ordre Stokes 630 nm ; Air : n = 1 ; éthanol : n_L = 1,36. 61

Figure 3.7 Image MEB prise par Anne-Lise Coutrot d'une nanofibre de 300 nm de rayon (crédit photo : Anne-Lise Coutrot, LCF) 62

Figure 3.8 (a) Profil théorique de la nanofibre cible (bleu continu) et profil expérimental de la structure intermédiaire (rouge en pointillé) ; (b) Zoom sur le premier taper. 63

Figure 3.9 Schéma du montage expérimental ; L : lentille, $\boldsymbol{\lambda 2}$: lame demi-onde, PM : puissancemètre, M1 et M2 : mirroirs, obj. : objectif (x20), OSA : analyseur de spectre optique. 64

Figure 3.10 Cuve en téflon utilisée pour immerger nos nanofibres. 65

Figure 3.11 Spectres de sortie des nanofibres SMF28-NF1, SMF28-NF2 et SMF28-NF3 immergées dans l'éthanol juste avant qu'elles ne cassent. 66

Figure 3.12 Visualisation des modes de pompe et Stokes après le réseau de diffraction juste avant que la nanofibre ne casse. 67

Figure 3.13 Énergie de pompe transmise E_p et énergie du premier ordre Stokes E_S en fonction de l'énergie de pompe incidente E_{in} pour SMF28-NF1, SMF28-NF2 et SMF28- NF3 immergées dans l'éthanol. 68

Figure 3.14 Énergie incidente au seuil Raman évanescent E_{th}, énergie incidente au seuil de dommage optique E_{break} et énergie maximale du premier ordre Stokes E_{Smax} en fonction des échantillons de SMF28-NF2. 69

Figure 3.15 Visualisation des domaines de fonctionnement théorique et expérimental $\Delta Etheo$ et $\Delta EExp$ pour les 3 nanofibres. 71

Figure 3.16 Détermination de l'incertitude sur le gain autour de 300 nm. 73

Figure 3.17 Estimation du rayon de la nanofibre NF1. 73

Figure 3.18 Extrapolation du seuil Raman évanescent pour la nanofibre SMF28-NF3 (r_{NF} = 350 nm). 74

Figure 3.19 Énergie incidente au seuil Raman évanescent E_{th}, énergie incidente au seuil de dommage optique E_{break} et énergie maximale du premier ordre Stokes E_{Smax} en fonction des échantillons de 460HP-NF2. 75

Figure 3.20 Energie de pompe transmise E_p et énergie du premier Stokes E_s en fonction de l'énergie incidente E_{in} pour les nanofibres Iso-NF1 et Iso-NF2 baignées dans l'isopropanol. 77

Figure 3.21 Définition des énergies E_{break}, E_{nano}, $f_{nano} \times E_{nano}$, E_{out} . L_t : longueur du taper. L_w : longueur de la nanofibre. L_1 et L_2 : fibres standard d'accès. 79

Figure 3.22 (a) Energies $fnano \times Enano$ et (b) densités d'énergie au seuil de dommage optique J(r_{NF}, milieu externe) des nanofibres fabriquées à partir de la SMF28 ; milieux externes : air, eau, éthanol, isopropanol. 81

Figure 4.1 Schéma de principe. 87

Figure 4.2 Conservation de l'énergie et accord de phase colinéaire pour la création de photons corrélés. Ordre 2 : fluorescence paramétrique. Ordre 3 : mélange spontané à quatre ondes. 88

Figure 4.3 Relation entre le mode scalaire LP_{11} (dégénéré en polarisation en LP_{11a} et LP_{11b}) et les modes vectoriels TM_{01}, TE_{01}, HE_{21} et HE'_{21}. 89

Figure 4.4 (a) Accord de phase modal à la dégénérescence : Pompe sur TM_{01} à 775 nm et signal et complémentaire sur HE_{11} à 1550 nm, (b) Longueurs d'onde signal et complémentaire respectant l'accord de phase pour une pompe à 775 nm. 90

Figure 4.5 Conditions à réaliser sur les différentes parties du composant. 92

Figure 4.6 Profil d'indice de la fibre SM1500SC [siteweb4]. 95

Figure 4.7 Limites d'adiabaticité de la fibre SM1500SC pour le mode LP_{11} à 775 nm et le mode LP_{01} à 1550 nm. 96

Figure 4.8 (a) Géométrie de la lame de phase, (b) Effet de la position du bord de la lame par rapport à la polarisation du faisceau. 97

Figure 4.9 Coefficient de couplage du mode après la lame de phase en mode LP_{11}, TM_{01} et HE'_{21}, HE_{11}, TE_{01} et HE'_{21} [Grosjean] 99

Figure 4.10 Géométrie du modèle 1. 100

Figure 4.11 Géométrie du modèle 2. 101

Figure 4.12 (a) Étape 1 pour création du filtre à deux modes, (b) Étape2 pour création de la nanofibre sur le filtre..... 101

Figure 4.13 Montage préliminaire d'injection de mode d'ordre supérieur dans une fibre optique. 103

Figure 4.14 Modes à l'entrée (image de gauche) et à la sortie (image de droite) de la SM1500SC sur laquelle un filtre de 2 modes est créé à 532 nm. 104

Figure 4.15 (a) Environnement 1, (b) Environnement 2. 106

Figure 4.16 Montage pour les mesures des transmissions des nanofibres. 106

Figure 4.17 Test1 : variation de la transmission de Nano1 et de Nano2 au cours du temps. 107

Figure 4.18 (a) Test2, (b) Test3..... 108

Liste des tables

Tableau 1.1 Correspondances entre modes LP et modes vectoriels. 18

Tableau 3.1 Paramètres utiles de l'éthanol..... 56

Tableau 3.2 Paramètres des fibres optiques utilisées ; r_0 rayon de gaine de la fibre standard ; r_{c0} rayon de cœur de la fibre standard. 58

Tableau 3.3 Longueurs des tapers de nos échantillons NF1, NF2 et NF3 en cm ; ces longueurs sont valables pour les deux fibres standards SMF28 et 460HP. 60

Tableau 3.4 Moyennes et écart-types de E_{Smax} pour les 20 échantillons de chaque nanofibre. 70

Tableau 3.5 Moyennes et écart-types des énergies pour les 3 rayons de nanofibres étirées à partir de la 460HP (10 échantillons pour chacune) baignées dans l'éthanol. 76

Tableau 3.6 Propriétés de l'isopropanol à la longueur d'onde de la pompe égale à 532 nm. 76

Tableau 3.7 Transmissions initiales de la lumière par les nanofibres et leurs tapers fabriquées à partir de la SMF28 pour différents milieux externes. 80

Tableau 3.8 Conductivités thermiques (W/mK) des milieux externes testés [siteweb3]..... 81

Tableau 3.9 Comparaison des énergies $f_{nano} \times E_{nano}$ des échantillons courts et longs immergés dans l'éthanol et fabriqués à partir de la SMF28. 82

Tableau 4.1 Comparaison des fibres sélectionnées ; facteurs de confinement calculés à partir des paramètres des fibres (ouverture numérique, indices de réfraction, rayons) disponibles aux références [siteweb1, siteweb4]. 94

ANNEXE A : Modèle vectoriel de propagation de la lumière dans une fibre à deux couches à saut d'indice

A.1 Équations de Maxwell

D'une façon générale, les champs électriques E et magnétiques H d'une onde électromagnétique monochromatique s'expriment en coordonnées cartésiennes de la manière suivante :

$$\begin{cases} E(r,t) = E(x,y,z)\exp(-i\omega t) \\ H(r,t) = H(x,y,z)\exp(-i\omega t) \end{cases} \tag{A.1}$$

En coordonnées cylindriques, ils s'expriment ainsi :

$$\begin{cases} E(r,t) = E(r,\varphi,z)\exp(-i\omega t) \\ H(r,t) = H(r,\varphi,z)\exp(-i\omega t) \end{cases} \tag{A.2}$$

r, φ et z font référence aux composantes radiales, azimuthale et longitudinale. Nous considérons les expressions cylindriques des champs dans la suite des annexes.

On se place dans le cas des milieux diélectriques dont les fibres optiques de silice font partie. Les équations de Maxwell qui relient la variation spatiale de E à la variation temporelle de H (et vice versa) dans un milieu diélectrique sont les suivantes :

$$\begin{cases} \nabla \times E = -\mu_0 \dfrac{\partial H}{\partial t} \\ \nabla \times H = J + \varepsilon_0\, n^2 \dfrac{\partial E}{\partial t} \end{cases} \tag{A.3}$$

Avec les divergences :

$$\begin{cases} \nabla.(\varepsilon_0\, n^2 E) = \sigma \\ \nabla.(\mu_0 H) = 0 \end{cases} \tag{A.4}$$

J est la densité du courant de déplacement, σ la densité de charge, ε_0 est la permittivité diélectrique du vide, μ_0 est la perméabilité magnétique du vide et n est l'indice du milieu diélectrique.

A.2 Equations d'onde vectorielles

Les équations de Maxwell dans un milieu diélectrique nous mènent vers l'établissement de l'équation d'onde vectorielle dont les solutions sont les constantes de propagation longitudinales β des modes transportant la lumière dans le guide cylindrique (la nanofibre dans ce cas). Puisque ce guide est invariant selon z, son profil d'indice de réfraction est indépendant de la composante longitudinale z. Ainsi, les amplitudes $E(r,\varphi,z)$ et $H(r,\varphi,z)$ des champs électrique et magnétique E et H du mode caractérisé par la constante de propagation longitudinale β peuvent s'exprimer sous la forme séparable suivante :

$$\begin{cases} E(r,\varphi,z) = e(r,\varphi)\exp(i\beta z) \\ e(r,\varphi) = e_r\hat{r} + e_\varphi\hat{\varphi} + e_z\hat{z} \\ H(r,\varphi,z) = h(r,\varphi)\exp(i\beta z) \\ h(r,\varphi) = h_r\hat{r} + h_\varphi\hat{\varphi} + h_z\hat{z} \end{cases} \tag{A.5}$$

En tenant en compte les équations de Maxwell et les nouvelles expressions de e et h, les équations d'onde vectorielles s'expriment comme suit :

$$\begin{cases} (\nabla_t^2 + k^2n^2 - \beta^2)\, e = -(\nabla_t + i\beta\hat{z})\,\{(e_r\hat{r} + e_\varphi\hat{\varphi})\,.\,\nabla_t \ln(n^2)\} \\ (\nabla_t^2 + k^2n^2 - \beta^2)\, h = \{(\nabla_t + i\beta\hat{z}) \wedge h\} \wedge \nabla_t \ln(n^2)) \end{cases} \tag{A.6}$$

La résolution de ces équations nous donne les constantes de propagation tangentielles β et les expressions des champs e et h des modes de propagation.

A.3 Principe de la résolution des équations vectorielles

L'idée est de trouver les valeurs des composantes transverses e_r, e_φ, h_r et h_φ à partir des composantes longitudinales e_z et h_z lors de la résolution des équations d'onde vectorielles pour les fibres optiques. Les expressions de ces quatre composantes transverses en fonction de e_z et h_z sont les suivantes :

$$\begin{cases} e_r = \dfrac{1}{k^2n^2-\beta^2}\left\{\beta\,\dfrac{\partial ie_z}{\partial r} + \sqrt{\dfrac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\,\dfrac{k}{r}\,\dfrac{\partial ih_z}{\partial \varphi}\right\} \\ e_\varphi = \dfrac{1}{k^2n^2-\beta^2}\left\{\dfrac{\beta}{r}\,\dfrac{\partial ie_z}{\partial \varphi} - \sqrt{\dfrac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\,k\,\dfrac{\partial ih_z}{\partial r}\right\} \\ h_r = \dfrac{1}{k^2n^2-\beta^2}\left\{\beta\,\dfrac{\partial ih_z}{\partial r} - \sqrt{\dfrac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\,\dfrac{k\,n^2}{r}\,\dfrac{\partial ie_z}{\partial \varphi}\right\} \\ h_\varphi = \dfrac{1}{k^2n^2-\beta^2}\left\{\dfrac{\beta}{r}\,\dfrac{\partial ih_z}{\partial \varphi} + \sqrt{\dfrac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\,k\,n^2\,\dfrac{\partial ie_z}{\partial r}\right\} \end{cases} \tag{A.7}$$

Il s'agit alors de re-exprimer les équations A.6 uniquement en fonction de e_z et h_z et les résoudre puis de retrouver à partir de e_z et h_z les expressions de e_r, e_φ, h_r et h_φ.

$$\begin{cases} (\nabla_t^2 + k^2n^2 - \beta^2)\,e_z - \dfrac{d\ln(n^2)}{dr}\dfrac{\beta}{(k^2n^2-\beta^2)}\left\{\beta\dfrac{de_z}{dr} + \sqrt{\dfrac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\,\dfrac{k}{r}\,\dfrac{\partial h_z}{\partial \varphi}\right\} = 0 \\ (\nabla_t^2 + k^2n^2 - \beta^2)\,h_z - \dfrac{d\ln(n^2)}{dr}\dfrac{k^2n^2}{(k^2n^2-\beta^2)}\left\{\dfrac{dh_z}{dr} - \sqrt{\dfrac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\,\dfrac{\beta}{kr}\,\dfrac{\partial e_z}{\partial \varphi}\right\} \end{cases} \tag{A.8}$$

A.4 Solutions exactes des équations d'onde vectorielles dans le cas d'une fibre à deux couches à un saut d'indice

L'idée est de trouver les expressions de e_z et h_z qui représentent des solutions exactes des équations (A.8) dans chacune des couches. Pour une fibre à saut d'indice, les indices sont constants dans le cœur et la gaine. Ainsi le terme $\frac{d\ln(n^2)}{dr}$ disparait dans chacune des couches et les équations à résoudre deviennent identiques et ont cette forme :

$$\begin{cases} \nabla_t^2 e_z + (k^2n^2 - \beta^2)e_z = 0 \\ \nabla_t^2 h_z + (k^2n^2 - \beta^2)h_z = 0 \end{cases} \tag{A.9}$$

En explicitant ∇_t^2 et en désignant e_z et h_z par $\psi_l(r,\varphi) = \psi_l(r)\begin{cases}\cos(v\varphi)\\ \sin(v\varphi)\end{cases}$, les équations d'onde vectorielles ont les expressions suivantes :

$$\begin{cases} \dfrac{d^2\,\psi_l(r)}{dr^2} + \dfrac{1}{r}\dfrac{d\,\psi_l(r)}{dr} + \left(\dfrac{U^2}{r_{coeur}^2} - \dfrac{v^2}{r^2}\right)\psi_l(r) = 0 \text{ dans le coeur} \\ \dfrac{d^2\,\psi_l(r)}{dr^2} + \dfrac{1}{r}\dfrac{d\,\psi_l(r)}{dr} - \left(\dfrac{W^2}{r_{coeur}^2} + \dfrac{v^2}{r^2}\right)\psi_l(r) = 0 \text{ dans la gaine} \end{cases} \tag{A.10}$$

Les paramètres modaux U, W et V sans dimension sont les suivants:

$$\begin{cases} U^2 = r_{coeur}^2\, k^2\left(n_c^2 - n_{eff}^2\right) \text{ dans le coeur} \\ W^2 = r_{coeur}^2\, k^2\left(n_{eff}^2 - n_g^2\right) \text{ dans la gaine} \\ V^2 = U^2 + W^2 \text{ où V est la fréquence normalisée} \end{cases} \tag{A.11}$$

r_{coeur} et r_{gaine} sont respectivement les rayons du cœur et de la gaine de la fibre. n_c et n_g sont respectivement les indices de réfraction du cœur et de la gaine de la fibre.

Le guidage dans la fibre optique est assuré par la réflexion totale à l'interface cœur/ gain, ce qui impose que $n_g \leq n_c$ et $n_g \leq n_{eff} \leq n_c$. Les solutions de ces équations sont des combinaisons linéaires des fonctions de Bessel. Elles sont des combinaisons linéaires des fonctions oscillantes $J_v\left(\frac{U\,r}{r_{coeur}}\right)$ et $Y_v\left(\frac{U\,r}{r_{coeur}}\right)$ dans la première couche ($0 < r < r_{coeur}$) et des combinaisons linéaires des fonctions monotones $I_v\left(\frac{W\,r}{r_{coeur}}\right)$ et $K_v\left(\frac{W\,r}{r_{coeur}}\right)$ dans la deuxième couche ($r_{coeur} < r < r_{gaine}$). Cependant, il faut rejeter Y_v dans la première couche puisqu'elle diverge pour r = 0 et rejeter I_v dans la deuxième couche puisqu'elle diverge à l'infini.

L'étape suivante est d'écrire la continuité des composantes tangentielles e_z et h_z à l'interface couche1/couche2 à $r = r_{coeur}$. Ceci nous permet de trouver l'équation aux valeurs propres. Dans le cas d'une fibre à deux couches à un saut d'indice cette équation s'exprime comme suit :

$$(v\,n_{eff})^2\left(\frac{V}{UW}\right)^4 = \left(\frac{n_c^2 J_v'(U)}{UJ_v(U)} + \frac{n_g^2 K_v'(W)}{WK_v(W)}\right)\left(\frac{J_v'(U)}{UJ_v(U)} + \frac{K_v'(W)}{WK_v(W)}\right) \tag{A.12}$$

Cette équation a des solutions discrètes donnant les valeurs de β de chaque mode. Ces solutions dépendent du paramètre v, des indices n_c et n_g et du paramètre V. Le paramètre v est nul pour les modes TM et TE et non nul pour les modes hybrides EH et HE. Les expressions détaillées des champs e et h résultants de chacun des types de modes sont données dans les paragraphes suivants.

A.3.1 Modes TM

Pour les modes TM, $h_z = e\varphi = h_r = 0$. Les autres composantes sont résumées dans le tableau suivant :

Composantes	Dans la couche du cœur	Dans la couche de gaine
e_z	$i\,\frac{U}{\beta\, r_{coeur}}\,\frac{J_0(\frac{U\,r}{r_{coeur}})}{J_1(U)}$	$-i\,\frac{W}{\beta\, r_{coeur}}\,\frac{n_c^2}{n_g^2}\,\frac{K_0(\frac{W\,r}{r_{coeur}})}{K_1(W)}$
e_r	$\frac{J_1(\frac{U\,r}{r_{coeur}})}{J_1(U)}$	$\frac{n_c^2}{n_g^2}\,\frac{K_1(\frac{W\,r}{r_{coeur}})}{K_1(W)}$
h_φ	$\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\,\frac{n_c^2}{n_{eff}}\,\frac{J_1(\frac{U\,r}{r_{coeur}})}{J_1(U)}$	$\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\,\frac{n_c^2}{n_{eff}}\,\frac{K_1(\frac{W\,r}{r_{coeur}})}{K_1(W)}$

A.3.2 Modes TE

Pour les modes TM, $e_z = e_r = h_\varphi = 0$. Les autres composantes sont résumées dans le tableau suivant :

Composantes	Dans la couche du cœur	Dans la couche de gaine
h_z	$i\,\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\,\frac{U}{k\, r_{coeur}}\,\frac{J_0(\frac{U\,r}{r_{coeur}})}{J_1(U)}$	$-i\,\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\,\frac{U}{k\, r_{coeur}}\,\frac{K_0(\frac{W\,r}{r_{coeur}})}{K_1(W)}$
e_φ	$-\frac{J_1(\frac{U\,r}{r_{coeur}})}{J_1(U)}$	$-\frac{K_1(\frac{W\,r}{r_{coeur}})}{K_1(W)}$
h_r	$n_{eff}\,\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\,\frac{J_1(\frac{U\,r}{r_{coeur}})}{J_1(U)}$	$n_{eff}\,\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\,\frac{K_1(\frac{W\,r}{r_{coeur}})}{K_1(W)}$

A.3.3 Modes hybrides (HE et EH)

$$b_1 = \frac{J'_v(U)}{U\,J_v(U)}\ ;\ b_2 = \frac{K'_v(W)}{W\,K_v(W)}\ ;\ \Delta = \frac{1-n_g^2}{2\,n_c^2}$$

$$F_1 = \left(\frac{U\,W}{V}\right)^2 \frac{b_1+(1-2\Delta)b_2}{v}\ ;\ F_2 = \left(\frac{V}{U\,W}\right)^2 \frac{v}{b_1+b_2}$$

$$a_1 = \frac{F_2-1}{2}\ ;\ a_2 = \frac{F_2+1}{2}\ ;\ a_3 = \frac{F_1-1}{2}\ ;\ a_4 = \frac{F_1+1}{2}\ ;\ a_5 = \frac{F_1-1+2\Delta}{2}\ ;\ a_6 = \frac{F_1+1-2\Delta}{2}$$

Composantes	Dans la couche du cœur	Dans la couche de la gaine
e_r	$-\frac{a_1\,J_{v-1}\left(\frac{U\,r}{r_{coeur}}\right)+a_2\,J_{v+1}\left(\frac{U\,r}{r_{coeur}}\right)}{J_v(U)}\,f_v\,(\varphi)$	$-\frac{U}{W}\,\frac{a_1\,K_{v-1}\left(\frac{W\,r}{r_{coeur}}\right)-a_2\,K_{v+1}\left(\frac{W\,r}{r_{coeur}}\right)}{K_v(W)}\,f_v(\varphi)$
e_φ	$\frac{a_1\,J_{v-1}\left(\frac{U\,r}{r_{coeur}}\right)-a_2\,J_{v+1}\left(\frac{U\,r}{r_{coeur}}\right)}{J_v(U)}\,g_v\,(\varphi)$	$-\frac{U}{W}\,\frac{a_1\,K_{v-1}\left(\frac{W\,r}{r_{coeur}}\right)+a_2\,K_{v+1}\left(\frac{W\,r}{r_{coeur}}\right)}{K_v(W)}\,g_v\,(\varphi)$
e_z	$-i\,\frac{U}{\beta\,r_{coeur}}\,\frac{J_v(\frac{U\,r}{r_{coeur}})}{J_v(U)}\,f_v\,(\varphi)$	$-i\,\frac{U}{\beta\,r_{coeur}}\,\frac{K_v(\frac{W\,r}{r_{coeur}})}{K_v(W)}\,f_v\,(\varphi)$
h_r	$-\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\,\frac{n_c^2}{n_{eff}}\,\frac{a_3\,J_{v-1}\left(\frac{U\,r}{r_{coeur}}\right)-a_4\,J_{v+1}\left(\frac{U\,r}{r_{coeur}}\right)}{J_v(U)}\,g_v\,(\varphi)$	$\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\,\frac{n_c^2}{n_{eff}}\,\frac{U}{W}\,\frac{a_5\,K_{v-1}\left(\frac{W\,r}{r_{coeur}}\right)+a_6\,K_{v+1}\left(\frac{W\,r}{r_{coeur}}\right)}{K_v(W)}\,g_v\,(\varphi)$
h_φ	$-\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\,\frac{n_c^2}{n_{eff}}\,\frac{a_3\,J_{v-1}\left(\frac{U\,r}{r_{coeur}}\right)+a_4\,J_{v+1}\left(\frac{U\,r}{r_{coeur}}\right)}{J_v(U)}\,f_v\,(\varphi)$	$-\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\,\frac{n_c^2}{n_{eff}}\,\frac{U}{W}\,\frac{a_5\,K_{v-1}\left(\frac{W\,r}{r_{coeur}}\right)-a_6\,K_{v+1}\left(\frac{W\,r}{r_{coeur}}\right)}{K_v(W)}\,f_v\,(\varphi)$
h_z	$i\,\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\,\frac{U\,F_2}{k\,r_{coeur}}\,\frac{J_v(\frac{U\,r}{r_{coeur}})}{J_v(U)}\,g_v\,(\varphi)$	$-i\,\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\,\frac{U\,F_2}{k\,r_{coeur}}\,\frac{K_v(\frac{W\,r}{r_{coeur}})}{K_v(W)}\,g_v\,(\varphi)$

Où

$$f_v(\varphi) = \begin{cases}\cos\,(v\varphi)\\ \sin\,(v\varphi)\end{cases}\quad et\quad g_v(\varphi) = \begin{cases}-\cos\,(v\varphi)\\ \sin\,(v\varphi)\end{cases}\ pour\ \begin{cases}modes\ impairs\\ \text{modes pairs}\end{cases}$$

ANNEXE B : Modèle scalaire de propagation de la lumière dans une fibre multicouche à saut d'indice

Dans ce cas, e_z et h_z sont nuls. Nous nous intéressons uniquement aux composantes transverses. Ainsi, on désigne e_r et e_φ par $\psi_l(r,\varphi) = \psi_l(r)\begin{cases}\cos(v\varphi)\\ \sin(v\varphi)\end{cases}$. L'équation d'onde scalaire dont les solutions vont déterminer les constantes de propagation tangentielle β des familles de modes LP_{lm} est la suivante :

$$\frac{d^2\psi_l(r)}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{d\psi_l(r)}{dr} + \left(k^2n^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2}\right)\psi_l(r) = 0 \qquad \text{(B.1)}$$

Cette équation doit être satisfaite aux frontières, c'est-à-dire aux différentes interfaces entre les milieux constituant la fibre. Il faut assurer la continuité de $\psi_l(r)$ et de $\frac{d\psi_l(r)}{dr}$ à chaque interface. Les solutions de cette équation sont des combinaisons de fonctions de Bessel J, K, I et Y selon le signe de la quantité $k^2\,(n^2 - n_{eff}^2)$. Pour $\left(n^2 - n_{eff}^2\right) \geq 0$ la solution est une combinaison des solutions oscillantes J et Y. Sinon, la solution est une combinaison des solutions monotones K et I.

B.1 Cas d'une fibre à deux couches

Dans le cœur de la fibre, $n_g \leq n_{eff} \leq n_c$ et du coup $k^2\,(n_c^2 - n_{eff}^2) \geq 0$: la solution est une combinaison de J et de Y. Cependant, Y diverge pour r = 0. Ainsi, la solution est proportionnelle à J.

Dans la gaine de la fibre, $n_g \leq n_{eff}$ et du coup $k^2\,(n_g^2 - n_{eff}^2) \leq 0$: la solution est une combinaison de K et de I. Cependant, I diverge à l'infini. Ainsi, la solution est proportionnelle à K.

On introduit les paramètres modaux sans dimension suivants :

$$\begin{cases} U^2 = r_{coeur}^2\,k^2\left(n_c^2 - n_{eff}^2\right) & \text{dans le coeur} \\ W^2 = r_{coeur}^2\,k^2\left(n_{eff}^2 - n_g^2\right) & \text{dans la gaine} \\ V^2 = r_{coeur}^2\,k^2\left(n_c^2 - n_g^2\right) & \text{où V est la fréquence normalisée} \end{cases} \qquad \text{(B.2)}$$

Les solutions de $\psi_l(r)$ s'écrivent :

$$\begin{cases} \psi_l(r) = \dfrac{J_l\left(\dfrac{U\,r}{r_{coeur}}\right)}{J_l(U)} & \text{dans le coeur} \\ \psi_l(r) = \dfrac{K_l\left(\dfrac{W\,r}{r_{coeur}}\right)}{K_l(W)} & \text{dans la gaine} \end{cases} \tag{B.3}$$

En assurant la continuité de $\psi_l(r)$ et de $\frac{d\psi_l(r)}{dr}$ à l'interface $r = r_{coeur}$, l'équation aux valeurs propres est établie :

$$U\frac{J_{l+1}(U)}{J_l(U)} = W\frac{K_{l+1}(W)}{K_l(W)} \tag{B.4}$$

B2. Cas d'une fibre à 3 couches

On distingue deux types de modes : modes de cœur et modes de gaine (voir paragraphe 1.2.2). Nous allons expliciter l'expressions des champs pour les deux types.

B2.1 Modes de cœur

On se place dans le cas de $n_g \leq n_{eff} \leq n_c$ pour les modes de cœur. $\psi_l(r)$ s'écrit alors de la façon suivante :

$$\begin{cases} \psi_c(r) = A\,J_l\left(\dfrac{U_c\,r}{r_{coeur}}\right) \text{ avec } U_c^2 = r_{coeur}^2\,k^2\left(n_c^2 - n_{eff}^2\right) \text{ dans le coeur} \\ \psi_g(r) = B\,I_l\left(\dfrac{U_g\,r}{r_{gaine}}\right) + C\,K_l\left(\dfrac{U_g\,r}{r_{gaine}}\right) \text{ avec } U_g^2 = r_{gaine}^2\,k^2\left(n_{eff}^2 - n_g^2\right) \text{ dans la gaine} \\ \psi_e(r) = D\,K_l\left(\dfrac{W_e\,r}{r_{gaine}}\right) \text{ avec } W_e^2 = r_{gaine}^2\,k^2\left(n_{eff}^2 - n_e^2\right) \text{ dans le milieu externe} \end{cases} \tag{B.5}$$

On fixe A = 1 et on étudie la continuité de $\psi_l(r)$ et de $\frac{d\psi_l(r)}{dr}$ à l'interface cœur/ gaine où $r = r_{coeur}$. Ceci nous conduit vers les expressions des coefficients B et C :

$$\begin{cases} B = U_c\;J_l'(U_c)\;K_l\left(\dfrac{U_g\,r_{coeur}}{r_{gaine}}\right) - U_g\,\dfrac{r_{coeur}}{r_{gaine}}\;J_l(U_c)\,K_l'\left(\dfrac{U_g\,r_{coeur}}{r_{gaine}}\right) \\ C = U_g\,\dfrac{r_{coeur}}{r_{gaine}}\;J_l(U_c)\,I_l'\left(\dfrac{U_g\,r_{coeur}}{r_{gaine}}\right) - U_c\;J_l'(U_c)\;I_l\left(\dfrac{U_g\,r_{coeur}}{r_{gaine}}\right) \end{cases} \tag{B.6}$$

La continuité de $\psi_l(r)$ et de $\frac{d\psi_l(r)}{dr}$ à l'interface gaine/ milieu externe où $r = r_{gaine}$. Ceci nous conduit vers l'expression du coefficient D :

$$D = \frac{B\, I_l(U_g) + C\, K_l(U_g)}{K_l(W_e)} \tag{B.7}$$

L'équation auxe valeurs propres pour les modes de cœur est alors :

$$W_e \frac{K_l'(W_e)}{K_l(W_e)} - r_{gaine} \frac{\psi_g'(r_{gaine})}{\psi_g(r_{gaine})} = 0 \tag{B.8}$$

B2.2 Modes de gaine

On se place dans le cas où $n_e \leq n_{eff} \leq n_g$ pour les modes de gaine, avec n_e l'indice du milieu extérieur. $\psi_l(r)$ s'écrit alors de la façon suivante :

$$\begin{cases} \psi_c(r) = A\, J_l\left(\frac{U_c\, r}{r_{coeur}}\right) \text{ avec } U_c^2 = r_{coeur}^2\, k^2\left(n_c^2 - n_{eff}^2\right) \text{ dans le coeur} \\ \psi_g(r) = B\, J_l\left(\frac{U_g\, r}{r_{gaine}}\right) + C\, Y_l\left(\frac{U_g\, r}{r_{gaine}}\right) \text{ avec } U_g^2 = r_{gaine}^2\, k^2\left(n_g^2 - n_{eff}^2\right) \text{ dans la gaine} \\ \psi_e(r) = D\, K_l\left(\frac{W_e\, r}{r_{gaine}}\right) \text{ avec } W_e^2 = r_{gaine}^2\, k^2\left(n_{eff}^2 - n_e^2\right) \text{ dans le milieu externe} \end{cases} \tag{B.9}$$

On fixe A = 1 et on étudie la continuité de $\psi_l(r)$ et de $\frac{d\psi_l(r)}{dr}$ à l'interface coeur/ gaine où $r = r_{coeur}$. Ceci nous conduit vers les expressions des coefficients B et C :

$$\begin{cases} B = \frac{\pi}{2\, r_{gaine}} \left(U_g\, r_{coeur}\; J_l(U_c)\; Y_l'\left(\frac{U_g\, r_{coeur}}{r_{gaine}}\right) - U_c\, r_{gaine}\; J_l'(U_c)\, Y_l\left(\frac{U_g\, r_{coeur}}{r_{gaine}}\right)\right) \\ C = \frac{\pi}{2\, r_{gaine}} \left(U_c\, r_{gaine}\; J_l'(U_c)\, J_l\left(\frac{U_g\, r_{coeur}}{r_{gaine}}\right) - U_g\, r_{coeur}\; J_l(U_c)\; J_l'\left(\frac{U_g\, r_{coeur}}{r_{gaine}}\right)\right) \end{cases} \tag{B.10}$$

La continuité de $\psi_l(r)$ et de $\frac{d\psi_l(r)}{dr}$ à l'interface gaine/ milieu externe où $r = r_{gaine}$. Ceci nous conduit vers l'expression du coefficient D :

$$D = \frac{B\, J_l(U_g) + C\, Y_l(U_g)}{K_l(W_e)} \tag{B.11}$$

L'équation aux valeurs propres pour les modes de cœur est alors :

$$W_e \frac{K_l'(W_e)}{K_l(W_e)} - r_{gaine} \frac{\psi_g'(r_{gaine})}{\psi_g(r_{gaine})} = 0 \tag{B.12}$$

B3. Cas d'une fibre à 4 couches

On procède de la même façon pour expliciter les expressions des champs dans une structure à 4 couches.

B3.1 Modes de cœur

On se place dans le cas où $n_{g1} \leq n_{eff} \leq n_c$ et $0 \leq r \leq r_{coeur}$ pour les modes de cœur. $\psi_l(r)$ s'écrit alors de la façon suivante :

$$\begin{cases} \psi_c(r) = A\, J_l\left(\frac{U_c\, r}{r_{coeur}}\right) \text{ avec } U_c^2 = r_{coeur}^2\, k^2\left(n_c^2 - n_{eff}^2\right) \text{ dans le coeur} \\ \psi_{g1}(r) = B1\, I_l\left(\frac{U_{g1}\, r}{r_{gaine1}}\right) + C1\, K_l\left(\frac{U_{g1}\, r}{r_{gaine1}}\right) \text{ avec } U_{g1}^2 = r_{gaine1}^2\, k^2\left(n_{eff}^2 - n_{g1}^2\right) \text{ dans la gaine (zone1)} \\ \psi_{g2}(r) = B2\, I_l\left(\frac{U_{g2}\, r}{r_{gaine2}}\right) + C2\, K_l\left(\frac{U_{g2}\, r}{r_{gaine2}}\right) \text{ avec } U_{g2}^2 = r_{gaine2}^2\, k^2\left(n_{eff}^2 - n_{g2}^2\right) \text{ dans la gaine (zone2)} \\ \psi_e(r) = D\, K_l\left(\frac{W_e\, r}{r_{gaine2}}\right) \text{ avec } W_e^2 = r_{gaine2}^2\, k^2\left(n_{eff}^2 - n_e^2\right) \text{ dans le milieu externe} \end{cases}$$

On fixe A = 1 et on étudie la continuité de $\psi_l(r)$ et de $\frac{d\psi_l(r)}{dr}$ à l'interface cœur/ gaine (zone1) où $r = r_{coeur}$. Ceci nous conduit vers les expressions des coefficients B1 et C1 :

$$\begin{cases} B1 = U_c\, J_l'(U_c)\, K_l\left(\frac{U_{g1}\, r_{coeur}}{r_{gaine1}}\right) - U_{g1}\, \frac{r_{coeur}}{r_{gaine1}}\, J_l(U_c)\, K_l'\left(\frac{U_{g1}\, r_{coeur}}{r_{gaine1}}\right) \\ C1 = U_{g1}\, \frac{r_{coeur}}{r_{gaine1}}\, J_l(U_c)\, I_l'\left(\frac{U_{g1}\, r_{coeur}}{r_{gaine1}}\right) - U_c\, J_l'(U_c)\, I_l\left(\frac{U_{g1}\, r_{coeur}}{r_{gaine1}}\right) \end{cases} \quad (B.14)$$

On étudie ensuite la continuité de $\psi_l(r)$ et de $\frac{d\psi_l(r)}{dr}$ à l'interface gaine (zone1)/ gaine (zone2) où $r = r_{gaine1}$. Ceci nous conduit vers les expressions des coefficients B2 et C2 :

$$\begin{cases} B2 = \frac{U_{gaine2}\, r_{gaine1}}{r_{gaine2}} \left(K_l\left(\frac{U_{g2}\, r_{gaine1}}{r_{gaine2}}\right) Y - K_l'\left(\frac{U_{g2}\, r_{gaine1}}{r_{gaine2}}\right) X \right) \\ C2 = \frac{U_{gaine2}\, r_{gaine1}}{r_{gaine2}} \left(I_l'\left(\frac{U_{g2}\, r_{gaine1}}{r_{gaine2}}\right) X - I_l\left(\frac{U_{g2}\, r_{gaine1}}{r_{gaine2}}\right) Y \right) \end{cases} \quad (B.15)$$

Avec :

$$\begin{cases} X = B_1\, I_l(U_{gaine1}) + C_1\, K_l(U_{gaine1}) \\ Y = B_1\, I_l'(U_{gaine1}) + C_1\, K_l'(U_{gaine1}) \end{cases} \quad (B.16)$$

La continuité de $\psi_l(r)$ et de $\frac{d\psi_l(r)}{dr}$ à l'interface gaine (zone2)/ milieu externe où $r = r_{gaine2}$. Ceci nous conduit vers l'expression du coefficient D :

$$D = \frac{B_2\, I_l(U_{g2}) + C_2\, K_l(U_{g2})}{K_l(W_e)} \tag{B.17}$$

L'équation aux valeurs propres pour les modes de cœur est alors :

$$W_e \frac{K_l'(W_e)}{K_l(W_e)} - r_{gaine2} \frac{\psi_g'(r_{gaine2})}{\psi_g(r_{gaine2})} = 0 \tag{B.18}$$

B3.2 Modes de gaine

On se place dans le cas où $n_e \leq n_{eff} \leq n_{g1}$ et $r_{coeur} \leq r \leq r_{gaine2}$ pour les modes de gaine. $\psi_l(r)$ s'écrit alors de la façon suivante :

$$\begin{cases} \psi_c(r) = A\, J_l\left(\frac{U_c\, r}{r_{coeur}}\right) \text{ avec } U_c^2 = r_{coeur}^2\, k^2\left(n_c^2 - n_{eff}^2\right) \text{ dans le coeur} \\ \psi_{g1}(r) = B1\, J_l\left(\frac{U_{g1}\, r}{r_{gaine1}}\right) + C1\, I_l\left(\frac{U_{g1}\, r}{r_{gaine1}}\right) \text{ avec } U_{g1}^2 = r_{gaine1}^2\, k^2\left(n_{g1}^2 - n_{eff}^2\right) \text{ dans la gaine (zone1)} \\ \psi_{g2}(r) = B2\, J_l\left(\frac{U_{g2}\, r}{r_{gaine2}}\right) + C2\, I_l\left(\frac{U_{g2}\, r}{r_{gaine2}}\right) \text{ avec } U_{g2}^2 = r_{gaine2}^2\, k^2\left(n_{g2}^2 - n_{eff}^2\right) \text{ dans la gaine (zone2)} \\ \psi_e(r) = D\, K_l\left(\frac{W_e\, r}{r_{gaine2}}\right) \text{ avec } W_e^2 = r_{gaine2}^2\, k^2\left(n_{eff}^2 - n_e^2\right) \text{ dans le milieu externe} \end{cases}$$

On fixe A = 1 et on étudie la continuité de $\psi_l(r)$ et de $\frac{d\psi_l(r)}{dr}$ à l'interface cœur/ gaine (zone1) où $r = r_{coeur}$. Ceci nous conduit vers les expressions des coefficients B1 et C1 :

$$\begin{cases} B_1 = \frac{\pi}{2\, r_{gaine1}} \left(U_{g1}\, r_{coeur}\; J_l(U_c)\; Y_l'\left(\frac{U_{g1}\, r_{coeur}}{r_{gaine1}}\right) - U_c\, r_{gaine1}\, J_l'(U_c)\, Y_l\left(\frac{U_{g1}\, r_{coeu}}{r_{gaine1}}\right.\right. \\ C_1 = \frac{\pi}{2\, r_{gaine1}} \left(U_c\, r_{gaine1}\; J_l'(U_c)\, J_l\left(\frac{U_{g1}\, r_{coeur}}{r_{gaine1}}\right) - U_{g1}\, r_{coeur}\; J_l(U_c)\; J_l'\left(\frac{U_{g1}\, r_{coeu}}{r_{gaine1}}\right.\right. \end{cases} \tag{B.20}$$

On étudie ensuite la continuité de $\psi_l(r)$ et de $\frac{d\psi_l(r)}{dr}$ à l'interface gaine (zone1)/ gaine (zone2) où $r = r_{gaine1}$. Ceci nous conduit vers les expressions des coefficients B2 et C2 :

$$\begin{cases} B2 = \dfrac{\pi\ U_{gaine2}\ r_{gaine1}}{2\ r_{gaine2}} \left(Y_l{}' \left(\dfrac{U_{g2}\ r_{gaine1}}{r_{gaine2}} \right) X - Y_l \left(\dfrac{U_{g2}\ r_{gaine1}}{r_{gaine2}} \right) Y \right) \\ C2 = \dfrac{\pi\ U_{gaine2}\ r_{gaine1}}{2\ r_{gaine2}} \left(J_l \left(\dfrac{U_{g2}\ r_{gaine1}}{r_{gaine2}} \right) Y - J_l{}' \left(\dfrac{U_{g2}\ r_{gaine1}}{r_{gaine2}} \right) X \right) \end{cases} \tag{B.21}$$

Avec :

$$\begin{cases} X = B_1\ J_l(U_{gaine1}) + C_1\ Y_l(U_{gaine1}) \\ Y = B_1\ J_l{}'(U_{gaine1}) + C_1\ Y_l{}'(U_{gaine1}) \end{cases} \tag{B.22}$$

La continuité de $\psi_l(r)$ et de $\frac{d\psi_l(r)}{dr}$ à l'interface gaine (zone2)/ milieu externe où $r = r_{gaine2}$. Ceci nous conduit vers l'expression du coefficient D :

$$D = \frac{B_2\ J_l(U_{g2}) + C_2\ Y_l(U_{g2})}{K_l(W_e)} \tag{B.23}$$

L'équation aux valeurs propres pour les modes de gaine est alors :

$$W_e \frac{K_l{}'(W_e)}{K_l(W_e)} - r_{gaine2} \frac{\psi_g'(r_{gaine2})}{\psi_g(r_{gaine2})} = 0 \tag{B.24}$$

ÉCOLE DOCTORALE
Ondes et matière
(EDOM)

Titre : étude d'effets optiques non linéaires d'ordres 2 et 3 dans des nanofibres optiques

Mots clés : nanofibre optique, optique non linéaire, convertisseur de longueur d'onde, diffusion Raman, fluorescence paramétrique, photons corrélés, accord de phase modal

Résumé : Cette thèse de doctorat porte sur l'étude d'effets optiques non linéaires d'ordres 2 et 3 dans des nanofibres optiques de silice qui sont des fibres optiques étirées jusqu'à atteindre des diamètres de l'ordre de la longueur d'onde.
La première application étudiée est la réalisation de convertisseurs de longueur d'onde dans le visible en régime sub-nanoseconde, domaine peu couvert par les sources impulsionnelles actuelles. Le principe de ces convertisseurs repose sur la diffusion Raman stimulée dans le champ évanescent d'une nanofibre optique de silice baignée dans un liquide. En définissant et optimisant leur domaine de fonctionnement, nous avons atteint des efficacités de conversion externes de l'onde de pompe à 532 nm vers le premier ordre Stokes de l'éthanol à 630 nm proches de 60%. Les performances de nos convertisseurs sont très répétables et ouvrent la voie à une nouvelle famille de convertisseurs de longueur d'onde très compacts, efficaces, fiables et entièrement fibrés.
La seconde application visée concerne l'étude d'une source de paires de photons corrélés émettant autour de 1,5 µm pour les télécommunications quantiques. Notre source est basée sur le mécanisme de fluorescence paramétrique à la surface d'une nanofibre optique de silice. Dans l'accord de phase modal étudié, l'onde de pompe est émise sur le mode TM_{01} à 775 nm et les paires de photons corrélés sont générées autour de 1,5 µm sur le mode fondamental HE_{11}, avec l'avantage de pouvoir se recoupler avec un minimum de pertes dans un réseau fibré. Nos études ont principalement porté sur le choix de la fibre standard permettant d'optimiser l'efficacité du mécanisme, la conception de la nanofibre et de ses tapers ainsi que la mise en place d'expériences préliminaires pour l'excitation de modes d'ordre supérieur.

Title : study of second and third order non linear optical effects in optical nanofibers

Keywords : optical nanofiber, non linear optics, wavelength converters, Raman scattering, parametric fluorescence, correlated photons, modal phase-matching

Abstract : In this PhD thesis we study 2nd and 3rd order optical non-linearities in optical nanofibers, which are obtained by stretching standard fibers until their diameter becomes of the order of magnitude of the wavelength. The first application is the realization of wavelength converters in the visible range in the sub-ns regime, range which is only minimally covered by pulsed sources. The principle of these converters is to use stimulated Raman scattering in the evanescent field immersed in a liquid. By defining and optimizing their operating range, we have reach external conversion efficiencies from the pump at 532 nm to the first Stokes order of ethanol at 630 nm near to 60%. The performances of our converters are very repeatable and open the way to an new family of very compact, reliable and all-fibered components.
The second application is the study of a source of correlated photon pairs for quantum telecommunications. Our source is based of parametric fluorescence on the surface of a silica nanofiber. In the phase-matching we propose, the pump wave is emitted on the mode TM_{01} at 775 nm and the photon pairs are emitted around 1.5 µm in the fundamental mode, enabling a recoupling with only a few losses in the optical network. Our study mainly concern the choice of the standard fiber enabling to optimize the efficiency of the mechanism, the conception of the nanofiber and its tapers as well as the implementation of preliminary experiments for the excitation of high ordrer modes.