



**HAL**  
open science

# Diffusion Brillouin dans des fibres optiques étirées et microstructurées

Joel Cabrel Tchahame Nougnihi

► **To cite this version:**

Joel Cabrel Tchahame Nougnihi. Diffusion Brillouin dans des fibres optiques étirées et microstructurées. Optique [physics.optics]. Université de Franche-Comté, 2016. Français. NNT : 2016BESA2049 . tel-01618497

**HAL Id: tel-01618497**

**<https://theses.hal.science/tel-01618497>**

Submitted on 18 Oct 2017

**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.

# SPIM

## Thèse de Doctorat



école doctorale **sciences pour l'ingénieur et microtechniques**  
UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

THÈSE présentée par

J. C. TCHAHAME NOUGNIHI

pour obtenir le

Grade de Docteur de  
l'Université de Franche-Comté

Spécialité : **Optique et Photonique**

## Diffusion Brillouin dans des fibres optiques étirées et microstructurées

Soutenue publiquement le 30 novembre 2016 devant le Jury composé de :

YVES JAOUËN	Rapporteur	Professeur, Télécom ParisTech, Paris
PHILIPPE ROY	Rapporteur	Directeur de recherche CNRS, XLIM, Limoges
LUC THÉVENAZ	Examineur	Professeur, EPFL, Lausanne
ARNAUD MUSSOT	Examineur	Professeur, Université de Lille 1
ALEXANDRE KUDLINSKI	Invité	Professeur, Université de Lille 1
HERVÉ MAILLOTTE	Examineur	Directeur de recherche CNRS, FEMTO-ST
VINCENT LAUDE	Examineur	Directeur de recherche CNRS, FEMTO-ST
THIBAUT SYLVESTRE	Examineur	Directeur de recherche CNRS, FEMTO-ST
JEAN-CHARLES BEUGNOT	Examineur	Chargé de recherche CNRS, FEMTO-ST

# REMERCIEMENTS

C E manuscrit de thèse est le fruit d'un travail de recherche qui s'est déroulé sur trois années, au sein du département d'optique de l'Institut FEMTO-ST, à Besançon. En préambule, je souhaite adresser des remerciements aux personnes qui ont contribué à l'aboutissement de ce projet.

Je tiens premièrement à remercier mes encadrants de thèse : Dr. Thibaut SYLVESTRE et Dr. Jean-Charles BEUGNOT, pour m'avoir fait confiance en me proposant ce sujet de recherche. Je suis très reconnaissant pour votre patience, vos conseils, la formation rigoureuse et de qualité que vous m'avez transmise.

J'adresse aussi des vifs remerciements à Dr. Hervé MAILLOTTE, Directeur du département d'optique. J'ai été marqué positivement par votre accueil au sein du département et particulièrement par l'esprit d'équipe que vous y prônez.

Je voudrais également remercier Dr. Vincent LAUDE pour son immense soutien dans la réalisation des simulations numériques portant sur les interactions opto-acoustiques. Cette tâche aurait été bien plus difficile sans votre précieuse aide et expertise.

Un grand merci au Pr. Luc THÉVENAZ, pour son accueil chaleureux au sein de l'équipe GFO de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne, lors de mon séjour scientifique. Grâce à vous, j'ai appris un très grand nombre de choses sur les capteurs Brillouin.

Je ne saurais oublier de remercier l'ensemble des membres de l'équipe « Optique Non-linéaire » du département d'optique de l'Institut FEMTO-ST. J'ai été très ravi d'interagir et travailler avec vous. Je pense particulièrement à Kien, avec qui j'ai longuement parlé des modèles théoriques permettant de décrire la diffusion Brillouin. Merci pour ces discussions pertinentes et enrichissantes. Pareillement, je pense à Gil, merci d'avoir accepté de partager ton ordinateur super puissant avec moi ainsi que tes instruments de laboratoire. Au delà de l'équipe « Optique Non-linéaire, » je pense à tout le département d'optique. Je veux particulièrement remercier Valérie, Aline et Sarah pour tous les services administratifs rendus : vous l'avez toujours fait avec sourire et engagement. Pour ces remerciements particuliers, je pense aussi à Ludovic (la force tranquille), merci beaucoup pour le polissage des connecteurs de fibres optiques.

Je veux également remercier l'ensemble de mes enseignants de l'université de Franche-Comté et de Yaoundé I (Cameroun), en particulier Pr. Maxime JACQUOT, Pr. Mathieu CHAUVET et Pr. Paul WOAFU. Vous m'avez fait confiance et contribué considérablement à ma formation. Je garde de beaux souvenirs de nos longs entretiens

au sujet des travaux pratiques et (ou) des cours que je voulais absolument mieux comprendre.

À mes collègues doctorant(e)s et postdocs, je vous remercie pour tous les moments agréables que nous avons passés ensemble entre le laboratoire, le resto U, le stade de foot ou encore les pubs. Je pense à : Séverine, Tintu, Adrien, Koffi, Souleymane, Xavier, Guoping, Caroline, Desmond, Andrew, Kenny, Yannick, José, Abel, Tatiana, Anurupa...

À mes proches de Besançon et éparpillés aux quatre coins du monde, merci pour tous les moments agréables. Je pense à : Paul, Marie, Tanguy, Dahlia, Aurélien, Linda, Yanne, Abdoulaye, Souleymane, Serge, Yves, Jean-Yves, Marc-Olivier, Florence, Rodrigue, Evariste, Guy, Vincent, Cédric, Clément, Jimmi, Jules...

Durant ces années de thèse, toute ma famille a toujours été à mes côtés, avec un soutien infailible. Je veux particulièrement dire merci, à mes parents, à mes frères et à mes sœurs, pour l'enthousiasme et l'attention qu'ils ont toujours manifestés lorsque je parlais de mes travaux de recherche. Cet enthousiasme était une force motrice pour moi. À ces vifs remerciements, je joins également mes grands-parents, qui m'ont toujours comblé d'affection.

À mon épouse Michelle, je te dis merci pour ta disponibilité et ton ouverture d'esprit. Tu as toujours apporté une énergie positive à mes (nos) entreprises.

À Eden, ma fille, ta présence m'encourage grandement et m'incite à toujours aller de l'avant avec détermination.

# SOMMAIRE

<b>Liste des symboles et sigles</b>	<b>1</b>
<b>Introduction</b>	<b>3</b>
<b>1 Généralités sur la diffusion Brillouin dans les fibres optiques</b>	<b>9</b>
1.1 Diffusion de la lumière . . . . .	9
1.1.1 Diffusion Brillouin spontanée . . . . .	11
1.1.2 Diffusion Brillouin stimulée . . . . .	13
1.1.3 Diffusion Brillouin et modes de vibrations acoustiques . . . . .	15
1.2 Modèles théoriques de la diffusion Brillouin Stimulée . . . . .	17
1.2.1 Modèle classique . . . . .	17
1.2.2 Modèle élastodynamique . . . . .	20
1.2.3 Seuil Brillouin . . . . .	21
1.3 Fibres optiques étirées et microstructurées . . . . .	22
1.3.1 Microfibres optiques . . . . .	22
1.3.2 Fibres optiques microstructurées à petit cœur . . . . .	24
1.4 État de l'art . . . . .	25
<b>2 Diffusion Brillouin dans les microfibres de verre chalcogénure</b>	<b>29</b>
2.1 Spectres Brillouin spontanés et estimation du gain Brillouin . . . . .	30
2.2 Cartographie du spectre Brillouin . . . . .	36
2.3 Mesure du gain Brillouin . . . . .	40
2.3.1 Principe de mesure . . . . .	40
2.3.2 Montage expérimental et résultats de mesures . . . . .	41
2.4 Sensibilité à la température et aux contraintes mécaniques . . . . .	45
2.5 Conclusion du chapitre . . . . .	47
<b>3 Diffusion Brillouin dans une fibre optique microstructurée et effilée</b>	<b>49</b>
3.1 Paramètres opto-géométriques de la fibre optique . . . . .	50
3.2 Étude expérimentale de la rétro-diffusion Brillouin . . . . .	52

3.2.1	État de polarisation de la source laser . . . . .	52
3.2.2	Dynamique du spectre Brillouin . . . . .	54
3.2.3	Seuil Brillouin . . . . .	58
3.3	Étude numérique de la rétro-diffusion Brillouin . . . . .	61
3.3.1	Méthode des éléments finis . . . . .	64
3.3.2	Définition de la section transverse à partir d'une image MEB . . . . .	65
3.3.3	Influence du maillage sur le calcul des déplacements . . . . .	66
3.3.4	Spectre Brillouin numérique . . . . .	67
3.4	Conclusion du chapitre . . . . .	69
<b>4</b>	<b>Diffusion Brillouin de surface dans les fibres optiques microstructurées</b>	<b>71</b>
4.1	Quelques types d'ondes acoustiques de surface . . . . .	73
4.1.1	Onde de Rayleigh . . . . .	73
4.1.2	Onde de Lamb . . . . .	74
4.1.3	Onde de Love . . . . .	74
4.1.4	Onde de Stoneley . . . . .	75
4.2	Principe de la diffusion Brillouin de surface dans une fibre optique . . . . .	75
4.3	Observation de la diffusion Brillouin de surface . . . . .	76
4.3.1	Échantillons de fibres optiques microstructurées . . . . .	77
4.3.2	Mesures expérimentales . . . . .	79
4.3.2.1	Préparation des fibres optiques microstructurées . . . . .	79
4.3.2.2	Montage expérimental et résultats de mesures . . . . .	80
4.3.3	Simulations numériques de la densité d'énergie cinétique . . . . .	83
4.4	Caractérisations de la diffusion Brillouin de surface . . . . .	87
4.4.1	Effet de la puissance incidente . . . . .	87
4.4.2	Estimation du gain Brillouin . . . . .	89
4.5	Accordabilité de la diffusion Brillouin de surface . . . . .	90
4.6	Sensibilité à la température . . . . .	93
4.7	Conclusion du chapitre . . . . .	95
	<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>97</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>106</b>

# LISTE DES SYMBOLES ET SIGLES

	<b>Traduction Anglaise</b>	<b>Traduction Française</b>
$\alpha$	Optical losses	Pertes optiques
$A_{\text{eff}}$	Effective area	Aire effective
$L_{\text{eff}}$	Effective length	Longueur effective
$\Lambda$	Pitch	Pas
$\lambda$	Optical wavelength	Longueur d'onde optique
$d$	Air-holes diameter	Diamètre des trous
$d_c$	Core diameter	Diamètre du cœur
$E, B, k$	Electric field, Magnetic field, Wavector	Champ électrique, Champ magnétique, Vecteur d'onde
$k_a$	Acoustic wavevector	Vecteur d'onde acoustique
$k_{\text{as}}$	Anti-Stokes wavevector	Vecteur d'onde Anti-Stokes
$k_s$	Stokes wavevector	Vecteur d'onde Stokes
$n$	Refractive index	Indice de refraction
$\rho$	Material density	Densité volumique
$T$	Temperature	Température
$\nu_B$	Brillouin frequency	Fréquence Brillouin
$v_L$	Longitudinal acoustic velocity	Vitesse acoustique longitudinale
$v_T$	Transverse acoustic velocity	Vitesse acoustique transversale
$v_R$	Rayleigh velocity	Vitesse de Rayleigh
$\omega$	Angular frequency	Fréquence angulaire
<b>ASE</b>	Amplified Spontaneous Emission	Emission spontanée amplifiée
<b>BOCDA</b>	Brillouin Optical Correlation Domain Analysis	Analyse Brillouin par corrélation de phase optique
<b>BOTDA</b>	Brillouin Optical Time Domain Analysis	Analyse temporelle par diffusion Brillouin
<b>DFB</b>	Distributed FeedBack laser	Laser à contre réaction répartie
<b>EDFA</b>	Erbium Doped Fiber Amplifier	Amplificateur à fibre dopée erbium
<b>ESA</b>	Electrical spectrum Analyzer	Analyseur de spectres électrique
<b>FL</b>	Lensed fiber	Fibre Lentillée
<b>FOM</b>	Photonic crystal fiber	Fibre Optique Microstructurée
<b>FWHM</b>	Full Width at Half maximum	Largeur à mi-hauteur
<b>HNA</b>	High Numerical Aperture	Haute ouverture numérique
<b>MFO</b>	Microfiber optic	Microfibre optique
<b>MEB</b>	Scanning Electron microscope	Microscope électronique à balayage
<b>OSA</b>	Optical Spectrum Analyzer	Analyseur de spectres optique
<b>PMMA</b>	Polymethylmethacrylate	Polyméthacrylate de méthyle

**RF** Radio Frequency  
**SMF** Single Mode Fiber  
**SOA** Semiconductor Optical Amplifier

Radio Fréquence  
Fibre optique monomode à saut d'indice  
Amplificateur à semi-conducteur, optique



# INTRODUCTION

Depuis sa mise en évidence dans les fibres optiques conventionnelles, au début des années 70 [1], la diffusion Brillouin ne cesse de s'imposer aussi bien sur le plan académique qu'industriel. En effet, cette forme de diffusion, provenant des interactions entre la lumière et les ondes acoustiques d'origine thermique [2], est à la base d'importantes applications comme les capteurs de contraintes et de température [3], les Lasers [4, 5], ou encore la lumière lente [6] et l'amplification des signaux optiques [7]. Cet important potentiel de la diffusion Brillouin provient particulièrement de sa sensibilité aux propriétés optiques, acoustiques et géométriques des guides optiques, ce qui la démarque des autres phénomènes physiques. Ainsi, la diffusion Brillouin suscite un engouement fort et général, pour son étude dans divers nouveaux types de guides optiques, avec pour objectif : le développement de nouvelles fonctions optiques avancées. Ce développement vise à répondre à des besoins allant de la métrologie au traitement tout optique de l'information, grâce à des composants comme les modulateurs ou des filtres, basés sur la diffusion Brillouin. Dans cette grande variété de guides optiques, figurent les microfibres optiques (MFOs) et les fibres optiques microstructurées (FOMs). Ces guides ont déjà démontré leur grande qualité pour l'étude des phénomènes non-linéaires optiques et même pour d'autres disciplines. On peut par exemple citer la génération de supercontinuum [8, 9] ou encore la fabrication des capteurs chimiques [10, 11], à partir des MFOs et des FOMs.

L'avènement des fibres optiques étirées sous forme de microfibres et de fibres microstructurées à petit cœur, a également renforcé l'intérêt porté à la diffusion Brillouin. D'une part, ces nouveaux types de guides optiques permettent d'augmenter considérablement les interactions entre la lumière et les ondes acoustiques, et d'autre part, ils permettent à la lumière d'interagir directement avec le milieu environnant. L'exploitation de ces caractéristiques permettrait d'atteindre des gains Brillouin avec des valeurs très grandes devant celles des fibres conventionnelles, utilisées jusqu'ici. Par ailleurs, ces nouveaux guides permettraient aussi d'explorer le comportement de la diffusion Brillouin à des dimensions comparables à celle de la longueur d'onde optique.

C'est dans ce contexte que nous proposons de caractériser théoriquement et expérimentalement, la dynamique de la diffusion Brillouin dans des microfibres optiques hautement non-linéaires et des fibres optiques microstructurées à petit cœur. Nous avons un double objectif : comprendre le comportement de cette interaction opto-acoustique à l'échelle de la longueur d'onde optique et présenter les qualités de ces fibres optiques étirées pour des applications basées sur la diffusion Brillouin. Ces activités de recherche

se réalisent dans le cadre d'un contrat LABEX ACTION<sup>1</sup> et du projet de recherche OASIS<sup>2</sup>. Du point de vue scientifique et technique, nous nous appuyons principalement sur la forte expertise en optique et en acoustique, de notre Institut de recherche (FEMTO-ST<sup>3</sup>). De plus, nous avons mis en place plusieurs consortiums nationaux et internationaux, notamment avec des chercheurs du laboratoire PhLAM<sup>4</sup> de l'université de Lille 1, de l'EPFL<sup>5</sup> en Suisse et de l'université Mc Gill au Canada. Ces collaborations permettent d'avoir une véritable expertise complémentaire de nos travaux de recherche.

Dans le premier chapitre de ce manuscrit de thèse, nous parlerons d'abord des généralités sur la diffusion Brillouin dans les fibres optiques conventionnelles. Ensuite, nous présenterons un modèle théorique développé au sein de notre laboratoire de recherche, et dédié à l'étude des interactions opto-acoustiques. Ce modèle théorique a la particularité de repousser les limites du modèle classique, utilisé jusqu'ici pour traiter la diffusion Brillouin. Nous finirons ce chapitre par un état de l'art au sujet de la diffusion Brillouin dans les micro et nano-guides optiques. D'une manière générale, ce chapitre donne des notions de base sur la physique de la diffusion Brillouin.

Au deuxième chapitre, nous nous intéresserons à la rétro-diffusion Brillouin dans des microfibres optiques en verres de chalcogénure. Nous montrerons que le fort confinement du champ électrique dans des microfibres optiques, associé à la haute non-linéarité des verres chalcogénures, permet d'atteindre des gains Brillouin 150 à 250 fois plus grands que ceux des fibres optiques conventionnelles. Nous présenterons également une étude de l'uniformité de ces microfibres optiques à partir d'un dispositif de métrologie sans contact et à haute résolution spatiale, basé sur la rétro-diffusion Brillouin. La sensibilité à la température et à l'élongation mécanique de la rétro-diffusion Brillouin dans ces microfibres en verre de chalcogénure sera aussi présentée.

Le troisième chapitre porte sur l'influence de la microstructure et de la géométrie d'une fibre optique sur la rétro-diffusion Brillouin. Nous montrerons qu'une fibre optique microstructurée et effilée, à petit cœur, possède un spectre Brillouin très étendu (sur plus de 500 MHz) et multi-pics. En marge de cette observation, nous montrerons aussi que le spectre Brillouin présente un décalage de fréquence dû à la biréfringence. À ce décalage de fréquence, la géométrie effilée induit une augmentation significative du seuil Brillouin, de plusieurs dB.

Dans le quatrième chapitre, nous parlerons particulièrement de la mise en évidence de la diffusion Brillouin de surface (DBS) en configuration guidée, dans des fibres optiques

---

1. Le LABEX ACTION (LABoratoire d'EXcellence ACTION) est un projet national dont l'objectif est de concevoir de nouveaux systèmes miniaturisés dits intelligents.

2. Le projet OASIS (Opto-AcouStic mIcrowireS) est un projet de recherche dédié à l'étude et à l'exploitation des interactions opto-acoustiques dans les microfibres optiques, financé par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) française.

3. L'Institut FEMTO-ST (Franche-Comté Électronique Mécanique Thermique et Optique - Sciences et Technologies) est une unité mixte de recherche, Besançon, France.

4. PhLAM : laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules, Villeneuve-d'Ascq, France.

5. EPFL : École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse.

microstructurées à petit cœur. À notre connaissance, il s'agit de la première observation d'une telle forme de diffusion dans des fibres optiques microstructurées. Cette observation est rendue possible grâce à des FOMs à petit cœur ( $d_c \sim 1,5 \mu\text{m}$ ) et à haute fraction d'air ( $d/\Lambda > 0,75$ ). Nous détaillerons l'origine de cette forme de diffusion Brillouin tout en présentant les résultats des caractérisations théoriques et expérimentales.

Ces travaux de thèse ont fait l'objet de plusieurs publications nationales et internationales, listées dans le paragraphe suivant. Le lecteur (la lectrice) pourra s'y référer au besoin.

## PUBLICATIONS DE L'AUTEUR

### ARTICLES PUBLIÉS DANS DES REVUES INTERNATIONALES AVEC COMITÉ DE LECTURE

1. Joël Cabrel Tchahame, Jean-Charles Beugnot, Kien Phan Huy, Vincent Laude, Alexandre Kudlinski, and Thibaut Sylvestre, "Surface Brillouin scattering in photonic crystal fibers," *Opt. Lett.* **41**, 3269-3272 (2016).
2. Joël Cabrel Tchahame, Jean-Charles Beugnot, Alexandre Kudlinski, and Thibaut Sylvestre, "Multimode Brillouin spectrum in a long tapered birefringent photonic crystal fiber," *Opt. Lett.* **40**, 4281-4284 (2015).
3. M. Olivier, J. C. Tchahame, P. Němec, M. Chauvet, V. Besse, C. Cassagne, G. Boudes, G. Renversez, R. Boidin, E. Baudet, and V. Nazabal, "Structure, nonlinear properties, and photosensitivity of  $(\text{GeSe}_2)_{100-x}(\text{Sb}_2\text{Se}_3)_x$  glasses," *Opt. Mater. Express* **4**, 525-540 (2014)<sup>6</sup>.
4. K. Phan Huy, J.-C. Beugnot, J. C. Tchahame, and T. Sylvestre, "Strong coupling theory of stimulated Brillouin scattering in sub-wavelength waveguides," *Phys. Rev. A* **94**, 043847 (2016).

### COMMUNICATIONS AVEC ACTES DANS UN CONGRÈS INTERNATIONAL

1. Joël Cabrel Tchahame, Jean-Charles Beugnot, Kien Phan Huy, Vincent Laude, Alexandre Kudlinski, Thibaut Sylvestre, "Control of surface Brillouin scattering in photonic crystal fibers," in 1<sup>st</sup> International Conference on Optics, Photonics & Materials (Nice, 2016).
2. J.-C. Beugnot, C. Jeannin, J. C. Tchahame, A. Godet, A. Ndao, T. Sylvestre, R. Ahmad, M. Rochette, "Temperature and strain dependence of Brillouin frequency shift in polymer-coated chalcogenide optical microwires," in 1<sup>st</sup> International Conference on Optics, Photonics & Materials (Nice, 2016).

---

6. Publication réalisée dans le cadre de mon stage de Master II.

3. H. Maillotte, J.-C. Beugnot, J. C. Tchahame, K. Phan Huy, V. Laude, T. Sylvestre, Optoacoustics in photonic microwires and microstructured fibers (Keynote Presentation), in 1<sup>st</sup> International Conference on Optics, Photonics & Materials (Nice, 2016).
4. D. Chow, J. C. Tchahame, A. Denisov, J. Beugnot, T. Sylvestre, L. Li, R. Ahmad, M. Rochette, K. H. Tow, M. A. Soto, and L. Thévenaz, "Mapping the Uniformity of Optical Microwires Using Phase-Correlation Brillouin Distributed Measurements," in Frontiers in Optics 2015, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2015), paper FW4F.4.
5. Joël Cabrel Tchahame, Jean-Charles Beugnot, Hervé Maillotte, Alexandre Kudlinski and Thibaut Sylvestre, "Multimode Brillouin spectrum in long tapered birefringent photonic crystal fiber," in Optoelectronics and communications conference (OECC) 2015, 28 juin-2 juillet 2015, Shanghai, China.
6. J.-C. Beugnot, R. Ahmad, M. Rochette, J. C. Tchahame, K. P. Huy, V. Laude, H. Maillotte and T. Sylvestre, "Observation of acoustic avoided crossing in an optical fiber taper," in 2015 European Conference on Lasers and Electro-optics - European Quantum Electronics Conference, (Optical Society of America, 2015), paper CD\_1\_3.
7. Thibaut Sylvestre, Joël Cabrel Tchahame, Jean-Charles Beugnot, Alexandre Kudlinski, "Multimode Brillouin scattering in a long tapered photonic crystal fiber ," in Topical Workshop on Optomechanics and Brillouin scattering : Fundamentals, Applications and Technologies (WOMBAT) - Waterfront, The Rocks, Sydney-20-22 July 2015.
8. Kien Phan Huy, Jean-Charles Beugnot, Joël Cabrel Tchahame, and Thibaut Sylvestre, "Theory of strong phonon-photon coupling in a subwavelength diameter optical fiber," in Phononics 2015 : 3<sup>rd</sup> international conference on phononic crystal/metamaterials, phonon transport and phonon coupling, Paris, France, may. 2015.
9. Jean-Charles Beugnot, Raja Ahmad, Martin Rochette, Joël Cabrel Tchahame, Kien Phan Huy, Vincent Laude, Hervé Maillotte and Thibaut Sylvestre, "Observation of acoustic avoided crossing in sub-wavelength diameter fiber," in Phononics 2015 : 3<sup>rd</sup> International conference on phononic crystal/metamaterials, phonon transport and phonon coupling, Paris, France, 383, may. 2015.
10. J.-C. Beugnot, J. C. Tchahame, R. Ahmad, M. Rochette, V. Laude, H. Maillotte, T. Sylvestre, "Stimulated Brillouin scattering in polymer-coated chalcogenide microfibers," Photonics Society Summer Topical Meeting Series, 2014 IEEE, 106-107, 14-16 July 2014, Montreal (QC), Canada.
11. Joël Cabrel Tchahame *et al.*, "Investigation of Kerr and Brillouin nonlinear effects in chalcogenide glasses and photonic crystal fibers," International Conference on High level Physics and appropriate solutions to real life problems in developing countries (Yaoundé, 2013).

12. J. C. Tchahame and J. C. Beugnot and A. Kudlinski and H. Maillotte and T. Sylvestre, "Multimode Brillouin scattering in a long tapered photonic crystal fiber," in 2015 European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference, (OSA, 2015), paper CD\_P\_25.
13. Kien Phan Huy, Jean-Charles Beugnot, Joël Cabrel Tchahame and Thibaut Sylvestre, "Theory of strong phonon-photon coupling in subwavelength diameter optical fiber," in Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) and Quantum Electronics and Laser Science Conference (QELS), Munich, Allemagne, vol., CD-P. 23, pp. 1092, juin 2015.
14. Joël Cabrel Tchahame, Thibaut Sylvestre, Phan Huy, Kien Alexandre Kudlinski, Vincent Laude and Jean-Charles Beugnot, "Experimental observation of surface acoustic wave Brillouin scattering in a small-core photonic crystal fiber," Proc. SPIE 9894, Nonlinear Optics and its Applications IV, SPIE Photonics Europe (Brussels, April 2016).

#### COMMUNICATIONS AVEC ACTES DANS UN CONGRÈS NATIONAL

1. Joël Cabrel Tchahame, Jean-Charles Beugnot, Kien Phan Huy, Vincent Laude, Alexandre Kudlinski, and Thibaut Sylvestre, "Observation de la diffusion Brillouin de surface dans une fibre optique à cristal photonique," Optique Bordeaux 2016, Journées Nationales de l'Optique Guidée (JNOG), Bordeaux, France, juillet 2016.
2. J. C. Tchahame, J.-C. Beugnot, L. Brilland, D. Méchin, J. Troles, H. Maillotte, et T. Sylvestre, "Caractérisation de la rétrodiffusion Brillouin dans une fibre optique chalcogénure  $As_{42}S_{58}$  microstructurée," 34<sup>e</sup> Journées nationales d'Optique Guidée JNOG 2014, Nice, 29-31 octobre 2014.
3. Joël Cabrel Tchahame, Jean-Charles Beugnot, Alexandre Kudlinski, and Thibaut Sylvestre, "Nouvelle dynamique de la diffusion Brillouin dans une fibre optique microstructurée et effilée," Optique Bretagne 2015. Journées Nationales de l'Optique Guidée (JNOG), Rennes, France, juillet 2015.

#### COMMUNICATIONS DIVERSES

1. J. C. Tchahame *et al.*, "Brillouin scattering in a tapered silica photonic crystal fiber," Photonics day, (Besançon, 2014).
2. J. C. Tchahame *et al.*, "Interactions opto-acoustiques dans les microfibres optiques," Congrès Docteurs & Entreprises, (Belfort, 2014).
3. J. C. Tchahame *et al.*, "L'effet Brillouin dans une fibre optique microstructurée chalcogénure," Rencontre des jeunes chercheurs africains en France, (Paris, 2014).



# GÉNÉRALITÉS SUR LA DIFFUSION BRILLOUIN DANS LES FIBRES OPTIQUES

C E chapitre est dédié aux propriétés fondamentales de la diffusion Brillouin. Nous abordons essentiellement la Physique de cette interaction, tout en insistant sur les propriétés intrinsèques des guides optiques utilisés au cours de cette thèse. Nous nous étendons aussi sur le traitement théorique de la diffusion Brillouin en présentant un modèle classique et une approche plus rigoureuse, développée au sein de notre laboratoire de recherche. L'objectif étant de donner suffisamment de connaissances fondamentales au lecteur, afin de faciliter la compréhension des travaux réalisés dans cette thèse. Ainsi, des points tels que l'origine de la diffusion Brillouin ou encore sa dynamique à travers une fibre optique conventionnelle seront abordés. Par ailleurs, dans l'optique de positionner le contexte scientifique de ce sujet de recherche et surtout de montrer son intérêt, nous avons associé un état de l'art à ces généralités.

## 1.1/ DIFFUSION DE LA LUMIÈRE

La diffusion de la lumière désigne son éparpillement dans plusieurs directions, par des centres de diffusion. Toutefois, dans un milieu homogène, la diffusion de la lumière se fait uniquement dans la direction de propagation du faisceau incident [12]. Suivant le type des centres diffuseurs, on va distinguer la diffusion Raman, la diffusion Rayleigh, la diffusion Rayleigh d'ailes ou encore la diffusion Brillouin. C'est alors que l'analyse spectrale de la lumière issue d'un milieu diffusant, peut révéler des raies décalées de celle de la pompe optique. Ce décalage peut être négatif ou positif : on parle respectivement de raies Stokes et anti-Stokes<sup>1</sup>. C'est ce qui est montré sur la figure 1.1, où on peut par exemple voir deux raies Brillouin autour de la fréquence  $\nu_0$ . La diffusion Rayleigh se produisant sans variation de fréquence, sa raie correspond à celle de la pompe [13]. Dans ce cas de

---

1. Le vocable Stokes provient du mathématicien et physicien Britannique Georges Gabriel Stokes (1819 - 1903). Il a découvert le décalage de fréquence dans les phénomènes de luminescence au XIX<sup>e</sup> siècle.

figure, on parle de diffusion élastique.

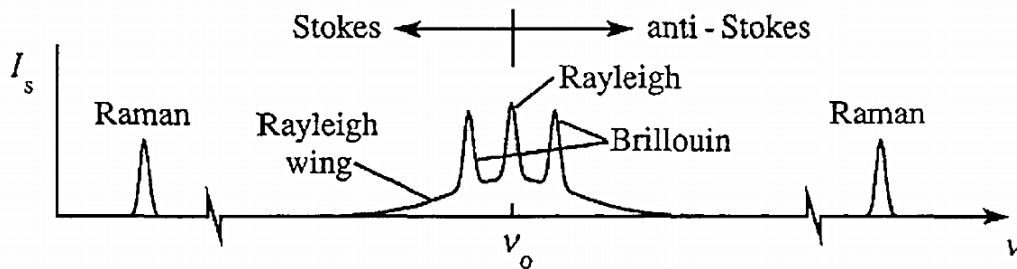


FIGURE 1.1 – Allure d'un spectre de diffusion spontanée, excité à la fréquence optique  $\nu_0$  [12]. L'échelle de la figure est arbitraire, cependant les positions des raies respectent la dynamique réelle des processus de diffusion.

La diffusion Raman découle de l'interaction entre la lumière et les phonons<sup>2</sup> optiques (modes de vibrations moléculaires), tandis que la diffusion Rayleigh émane des inhomogénéités fixes de la matière [12]. La diffusion Rayleigh d'ailes, quant à elle, provient des fluctuations de l'orientation des molécules asymétriques. Comme le processus de réorientation des molécules asymétriques est très rapide, le spectre de cette diffusion est tout aussi très large. C'est une forme de diffusion qui n'existe pas dans des matériaux dont les molécules possèdent un tenseur de polarisabilité isotrope [12].

Le processus de la diffusion Brillouin résulte de l'interaction entre la lumière et les phonons acoustiques [12, 13]. Comme la diffusion Raman, la diffusion Brillouin est une interaction inélastique, car le signal diffusé subit un décalage de fréquence par rapport à celle de la pompe. Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons particulièrement à la diffusion Brillouin, les autres formes de diffusion ne font pas partie de nos objectifs d'étude. Pour plus de détails, le lecteur pourra s'orienter vers ces travaux et manuels [12–16] qui traitent de ces sujets.

Pour ce qui concerne la genèse de la diffusion Brillouin, ce processus a été décrit pour la première fois par Léon Nicolas Brillouin<sup>3</sup>, en 1922 [7]. À cette époque, ses travaux étaient essentiellement théoriques [7]. La première observation expérimentale d'un spectre de diffusion Brillouin se fit en 1930, par Mandelstam *et al.* [17]. Des années plus tard, le développement des sources de rayonnement suffisamment intenses et cohérentes, comme le Maser<sup>4</sup> et le Laser, ont permis d'observer la diffusion Brillouin stimulée. En 1964, Chiao *et al.* ont réalisé la première observation d'un spectre Brillouin en régime stimulé, dans un cristal de quartz et de saphir, en utilisant un faisceau Maser [18]. Cette observation marquera le début d'une série de travaux pointus sur les interactions entre la

2. Un phonon est un quantum d'énergie de vibration.

3. Léon Nicolas Brillouin (1889 - 1969), est un physicien français, essentiellement connu pour ses travaux en mécanique quantique et en physique du solide.

4. La source MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) est l'ancêtre du Laser. Il s'agit d'une source permettant d'émettre des faisceaux cohérents dans la gamme des fréquences micro-ondes.



lumière et les ondes acoustiques, dans plusieurs configurations.

### 1.1.1/ DIFFUSION BRILLOUIN SPONTANÉE

La diffusion Brillouin est dite spontanée lorsque les phonons acoustiques à l'origine de l'éparpillement de la lumière sont excités par le bruit thermique. Ainsi, ce régime spontané dépend fortement du nombre moyen  $N$  de phonons acoustiques appartenant à un même niveau d'énergie  $E = \hbar\omega_a$ . Le nombre moyen  $N$  étant relié à la température  $T$ , par la distribution statistique de Bose-Einstein [19] :

$$N = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega_a}{k_B T}\right) - 1} + 1. \quad (1.1)$$

$\hbar \approx 1,054 \times 10^{-34}$  J.s étant la constante de Planck ;  $k_B \approx 1,38 \times 10^{-23}$  m<sup>2</sup> kg s<sup>-2</sup> K<sup>-1</sup>, la constante de Boltzman et  $\omega_a$ , la pulsation des phonons acoustiques. Ces phonons acoustiques, une fois créés, génèrent des ondes acoustiques se déplaçant à la vitesse  $v_a$ . Au cours de leur propagation, les ondes acoustiques provoquent une modulation périodique de l'indice de réfraction, par variation de la densité de matière. Ce phénomène est appelé effet élasto-optique [20]. Dès lors, une onde électromagnétique incidente est diffusée avec un décalage de fréquence, dû à l'effet Doppler<sup>5</sup>. Ce décalage de fréquence est équivalent à  $\nu_a = \omega_a/2\pi$ . Comme présenté sur la figure 1.1, lorsque le décalage se fait vers des fréquences plus basses ( $\nu_1 - \nu_a$ ), on parle d'onde Stokes. Par contre, lorsque le décalage se fait vers des fréquences plus élevées ( $\nu_1 + \nu_a$ ), on parle d'onde anti-Stokes.  $\nu_1$  désigne ici, la fréquence de l'onde pompe. Ces deux situations sont représentées sur la figure 1.2. On peut voir que l'onde Stokes est générée lorsque le sens de propagation de l'onde acoustique est identique à celui de l'onde électromagnétique incidente. Dans le cas opposé, on a affaire à une onde anti-Stokes.

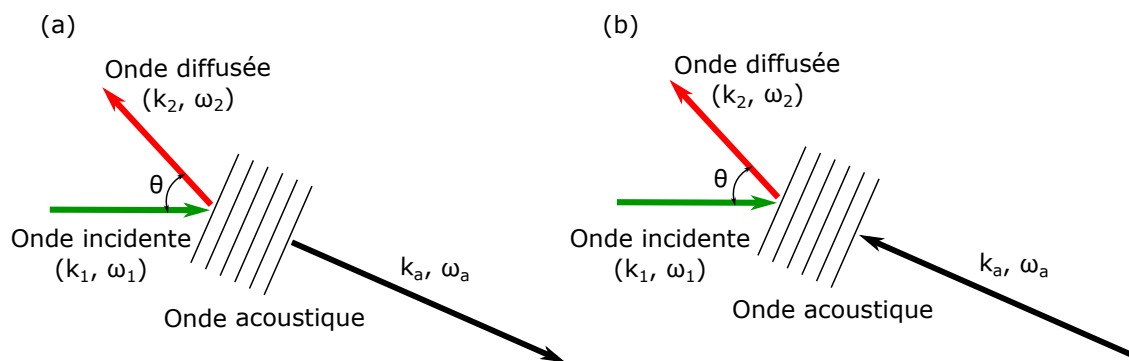


FIGURE 1.2 – Illustration du processus de la diffusion Brillouin.  $k_i$  et  $\omega_i$  ( $i = 1, 2$ , a) désignent respectivement les vecteurs d'onde et les pulsations de l'onde pompe, de l'onde Stokes ou anti-Stokes et de l'onde acoustique. (a) diffusion Stokes ; (b) diffusion anti-Stokes.

5. L'effet Doppler est le changement apparent de la fréquence d'un signal reçu par un observateur mobile (observateur fixe), par rapport à une source émettrice fixe (source émettrice mobile).

À partir de la représentation schématique de la diffusion Brillouin, nous pouvons appliquer les principes de conservation de l'impulsion et de l'énergie. Pour une onde diffusée, Stokes, le vecteur d'onde s'écrit comme suit [12] :

$$k_2 = k_1 - k_a ; \quad (1.2)$$

et la pulsation :

$$\omega_2 = \omega_1 - \omega_a. \quad (1.3)$$

De l'équation (1.2), on a :

$$\|k_a\|^2 = \|k_1\|^2 + \|k_2\|^2 - 2\|k_1\|\|k_2\|\cos(\theta) ; \quad (1.4)$$

avec

$$\|k_1\| = \frac{2\pi n}{\lambda_1}, \quad \|k_2\| = \frac{2\pi n}{\lambda_2}, \quad \|k_a\| = \frac{2\pi}{\lambda_a} = \frac{2\pi\nu_a}{V_a}. \quad (1.5)$$

$n$  est l'indice de réfraction du milieu matériel. La fréquence des ondes acoustiques étant très faible devant celle des ondes optiques, on peut considérer que  $\|k_1\| \approx \|k_2\|$ . Par exemple, dans une fibre SMF-28,  $\nu_a \simeq 11$  GHz [7] tandis que  $\nu_1 \simeq 194$  THz à la longueur d'onde optique de 1550 nm. En tenant compte de cette approximation et des relations (1.5), l'équation (1.4) devient :

$$\left(\frac{2\pi\nu_a}{V_a}\right)^2 \approx 4\left(\frac{2\pi n}{\lambda_1}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) ; \quad (1.6)$$

d'où :

$$\nu_a = \frac{2nV_a}{\lambda_1} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right), \quad (1.7)$$

avec  $V_a$  la vitesse de l'onde acoustique. Dans le cas d'une fibre optique unimodale, l'onde diffusée ne peut-être guidée que dans deux sens, par rapport à l'onde incidente. Comme illustré sur la figure 1.3, soit le guidage se fait dans le sens propagatif, soit il se fait dans le sens contra-propagatif. On parle alors de diffusion vers l'avant ou de diffusion vers l'arrière, encore appelée rétro-diffusion. Ainsi,  $\theta$  ne peut prendre que deux valeurs possibles (0 ou  $\pi$ ).

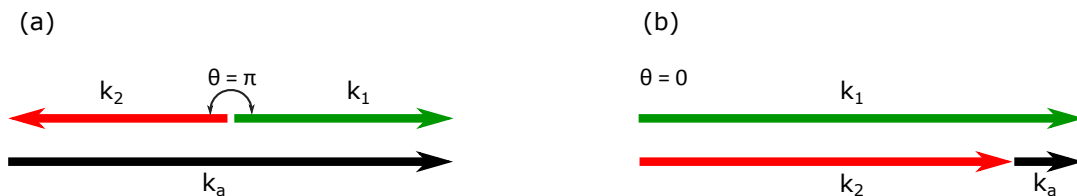


FIGURE 1.3 – Illustration des deux sens guidés de l'onde diffusée dans une fibre optique. (a) rétro-diffusion Brillouin ; (b) diffusion Brillouin vers l'avant.

Pour  $\theta = \pi$ , la fréquence acoustique  $\nu_a$  prend sa valeur maximale :

$$\nu_{a,\max} = \frac{2n_{\text{eff}}\nu_a}{\lambda_1}, \quad (1.8)$$

avec  $n_{\text{eff}}$  étant l'indice effectif du mode optique se propageant dans la fibre optique. Cette fréquence acoustique maximale correspond à la fréquence de résonance Brillouin  $\nu_B$  d'une fibre optique, dans le cas de la rétro-diffusion.

$$\nu_B = \nu_{a,\max} = \frac{2n_{\text{eff}}\nu_a}{\lambda_1}. \quad (1.9)$$

Par contre, dans le cas de la diffusion Brillouin vers l'avant ( $\theta = 0$ ),  $\nu_B \rightarrow 0$  [7].

La relation (1.8) est aussi valable pour la diffusion anti-Stokes. Seules les conditions sur les vecteurs d'ondes et la conservation de l'énergie changent. Dans le cas de la diffusion anti-Stokes, on a [12] :

$$k_2 = k_1 + k_a; \quad (1.10)$$

et la pulsation :

$$\omega_2 = \omega_1 + \omega_a. \quad (1.11)$$

Dans ce processus de diffusion Brillouin, plus la puissance de la lumière incidente est importante, plus le signal diffusé est efficace. L'augmentation de la puissance optique permet d'entretenir l'amplitude des ondes acoustiques, au point d'atteindre le régime pour lequel la diffusion est qualifiée de stimulée.

### 1.1.2/ DIFFUSION BRILLOUIN STIMULÉE

Lors de la diffusion Brillouin stimulée, les phonons acoustiques ne sont plus seulement excités à partir du bruit thermique. Un faisceau de lumière pompe, cohérent et suffisamment intense, interfère avec l'onde diffusée. Le signal optique issu de cette interférence, déforme localement la matière par l'intermédiaire de l'électrostriction [12]. L'électrostriction étant la tendance d'un matériau à se comprimer sous l'effet d'un champ électrique [12]. Naturellement, la matière est plus comprimée aux points soumis à un champ électrique intense. Cette compression (périodique) de la matière induit une modulation périodique de l'indice de réfraction encore plus importante qu'en régime spontané, et se déplaçant à la vitesse  $\nu_a$ . La variation d'indice de réfraction  $\Delta n$  peut-être décrite par la relation suivante [12] :

$$\Delta n = \left( \frac{\partial n}{\partial \rho} \right) \Delta \rho = \Delta \epsilon = \left( \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right) \Delta \rho; \quad (1.12)$$

où  $\epsilon$  est la permittivité diélectrique et  $\Delta\rho$  la variation de la densité de matière. Comme  $\Delta\rho$  dépend du champ électrique appliqué à la matière, il est défini par [12] :

$$\Delta\rho = \frac{1}{2}\epsilon_0\rho C\gamma_e\langle E \cdot E \rangle^2, \quad (1.13)$$

avec  $C = \frac{1}{\rho}(\partial\rho/\partial p)$  qui représente la compressibilité et  $\gamma_e = \rho(\partial\epsilon/\partial\rho)$  la constante électrostrictive ;  $E$  est le champ électrique incident et  $p$  désigne la pression électrostrictive.

Ce réseau d'indice de réfraction agit comme un miroir de Bragg qui réfléchit la lumière incidente. Par conséquent, l'amplitude de l'onde Stokes diffusée va croître de manière exponentielle au cours de la propagation, tandis que celle de l'onde anti-Stokes subira une décroissance exponentielle [12,21]. L'évanouissement de l'onde anti-Stokes provient de la réduction du réservoir de phonons acoustiques contra-propagatifs à la pompe [21]. La création d'un photon anti-Stokes provient de l'annihilation d'un photon pompe et d'un phonon se propageant dans le sens inverse [21]. Une illustration du processus de la diffusion Brillouin stimulée est présentée sur la figure 1.4.

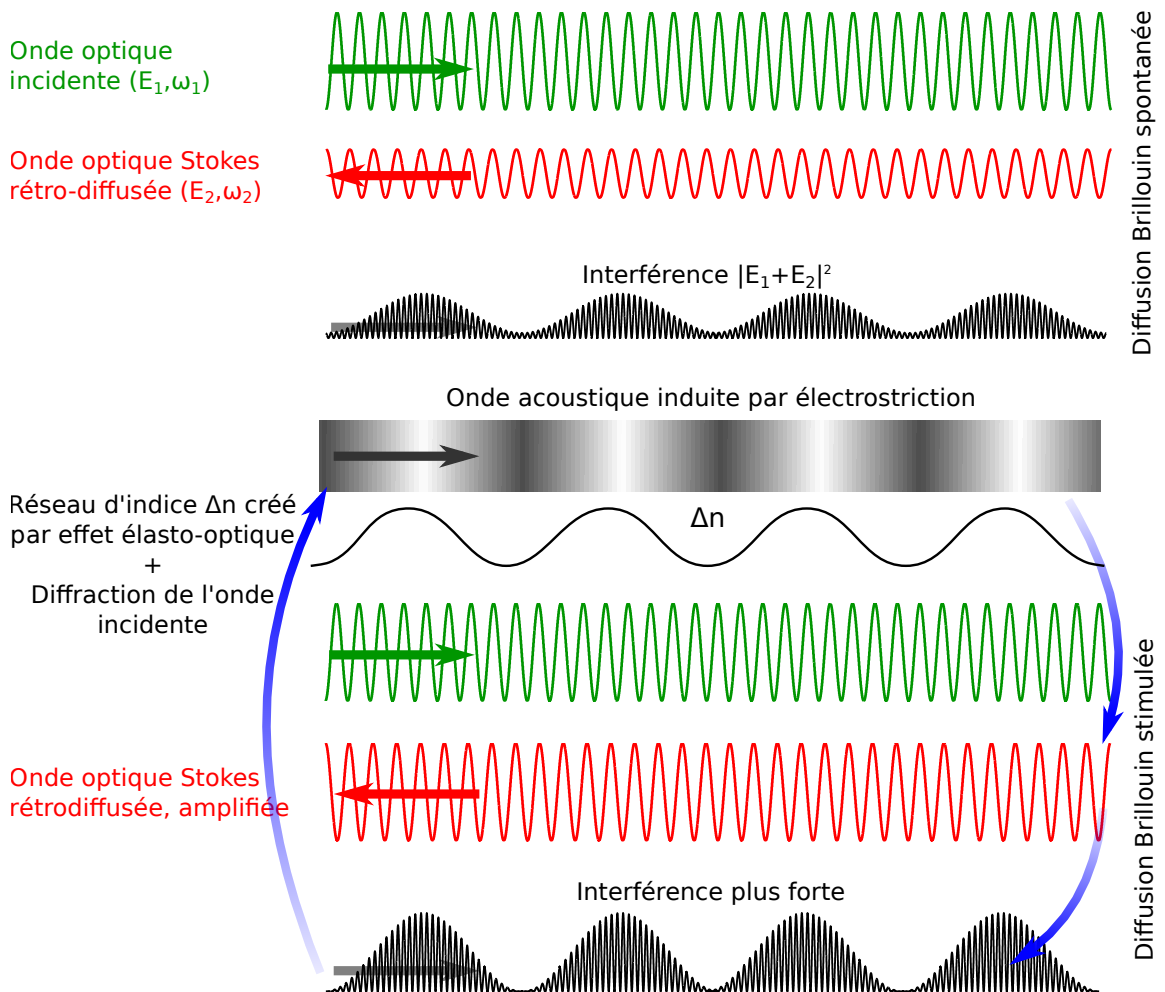


FIGURE 1.4 – Principe de la diffusion Brillouin stimulée. La lumière incidente est diffusée par des ondes acoustiques initiées du bruit thermique. Le signal de battement entre l'onde pompe et Stokes rétro-diffusée crée une onde acoustique par électrostriction. Ce qui amplifie davantage la diffusion de la lumière et par conséquent, l'amplitude de l'onde Stokes [7].

### 1.1.3/ DIFFUSION BRILLOUIN ET MODES DE VIBRATIONS ACOUSTIQUES

Dans une fibre optique, une onde acoustique peut exister sous différents modes de vibration<sup>6</sup>. C'est alors qu'on va distinguer des modes de vibrations longitudinaux, notés  $L_{nm}$ <sup>7</sup> et des modes de vibrations transverses. Les modes transverses peuvent être radiaux ou torso-radiaux, et sont respectivement notés  $R_{nm}$  et  $TR_{nm}$  [22–24]. Typiquement, la diffusion Brillouin dans une fibre optique résulte de l'interaction de la lumière avec les ondes acoustiques de modes  $L_{0m}$ ,  $R_{0m}$  ou  $TR_{2m}$  [25]. L'illustration de la figure 1.5 représente les

6. Le mode de vibration d'une onde est une solution de l'équation de propagation de cette onde. Un mode de vibration peut-être vu comme la manière dont l'onde vibre dans l'espace et dans le temps.

7.  $n$  et  $m$  désignent respectivement l'ordre de symétrie angulaire et l'ordre du mode (solution).  $m$  correspond aussi approximativement au nombre de nœuds du mode de vibration.

lignes de champs de déplacements de ces modes de vibrations dans un barreau cylindrique. Ce barreau est assimilable à une fibre optique standard. Comme on peut le voir, à chaque mode de vibration correspond une direction et un sens dans lequel la matière subit la déformation. De ce fait, la manifestation de la diffusion Brillouin dépend fortement

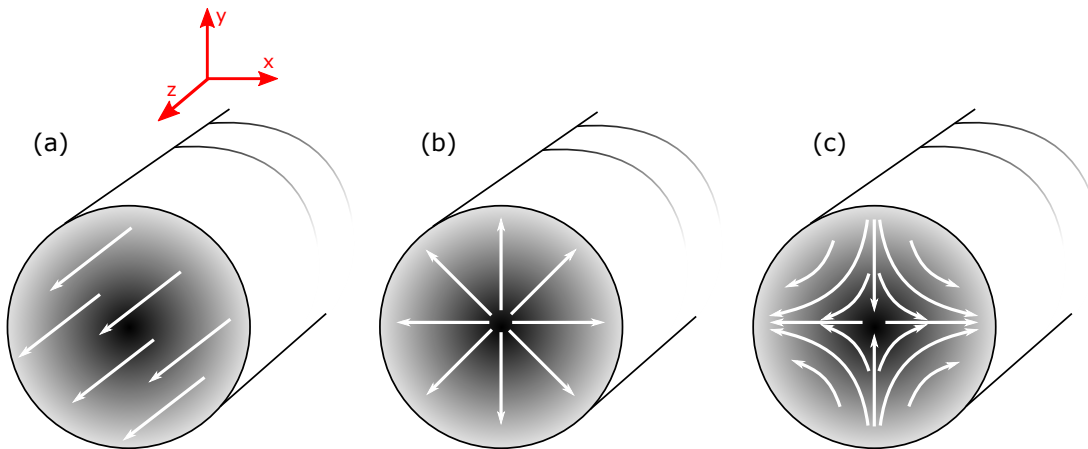


FIGURE 1.5 – Lignes de champs de déplacements des modes acoustiques dans un barreau cylindrique ; (a) mode  $L_{0m}$  ; (b) mode  $R_{0m}$  ; (c) mode  $TR_{2m}$ .

du type du mode de vibration mis en jeu lors de l'interaction lumière-onde acoustique. Par exemple, la rétro-diffusion Brillouin provient plus précisément de l'effet des ondes acoustiques à mode de vibration longitudinal. En effet, d'après la condition d'accord de phase, l'onde acoustique doit vibrer dans le sens de la longueur, afin de garantir une rétro-diffusion Stokes (ou anti-Stokes). Cette condition d'accord de phase est décrite dans la section suivante de ce chapitre. Les modes acoustiques  $R_{0m}$  et  $TR_{2m}$  quant à eux, sont à l'origine de la diffusion Brillouin vers l'avant, encore connue sous le nom de diffusion Brillouin de gaine [24, 26].

Bien que la diffusion Brillouin vers l'avant ne fasse pas partie des objectifs de cette thèse, il est quand même important de comprendre comment elle agit sur la lumière incidente dans une fibre optique. Les modes acoustiques transverses ( $R_{0m}$  et  $TR_{2m}$ ) induisent une modulation de la phase de l'onde optique au cours de sa propagation dans une fibre optique [24, 27]. Cette modulation de phase se fait par l'intermédiaire de la variation de l'indice de réfraction. À la modulation de phase, les modes  $TR_{2m}$  provoquent en plus, une dépolarisation de la lumière. En réalité, la torsion du mode  $TR_{2m}$  occasionne une fluctuation de la biréfringence modale [27]. D'où la dépolarisation de l'onde lumineuse lors de son interaction avec les ondes acoustiques de mode  $TR_{2m}$ .

La réponse spectrale de la diffusion Brillouin vers l'avant présente des résonances dont les fréquences vont en moyenne du mégahertz à quelques gigahertz, suivant le type de fibre optique [24, 26, 27]. Pour mesurer les spectres associés à cette forme de diffusion, il est commun d'utiliser un montage interférométrique [26].

## 1.2/ MODÈLES THÉORIQUES DE LA DIFFUSION BRILLOUIN STIMULÉE

La diffusion Brillouin stimulée est un processus non-linéaire opto-acoustique [13]. Elle peut-être traitée théoriquement sur la base du couplage de deux ondes optiques avec une onde acoustique [28]. Dans cette section, nous allons présenter un modèle théorique développé au sein de notre laboratoire de recherche, par V. Laude et J.-C. Beugnot. Ce modèle permet de prédire efficacement le spectre Brillouin d'un guide optique sans présupposer la forme des modes vibratoires. Mais avant, nous revenons rapidement sur le modèle classique, généralement utilisé pour étudier la diffusion Brillouin, tout en précisant ses limites.

### 1.2.1/ MODÈLE CLASSIQUE

Dans ce modèle, plusieurs hypothèses sont faites au départ. On considère que le milieu diffusant est homogène, isotrope, visqueux et compressible. Ce modèle est très répandu car il permet d'interpréter aisément la rétro-diffusion Brillouin dans les fibres optiques [7, 12, 13, 21]. Il considère en l'occurrence que les ondes qui interagissent sont essentiellement des ondes planes. Désignons par  $E_1(z, t)$  et  $E_2(z, t)$ , les champs électriques des ondes optiques pompe et Stokes, tels que :

$$E_1(z, t) = A_1(z, t)e^{i(k_1z - \omega_1t)} + c.c. \quad (1.14)$$

et

$$E_2(z, t) = A_2(z, t)e^{i(-k_2z - \omega_2t)} + c.c. \quad (1.15)$$

De la même manière, la variation spatio-temporelle de la densité de matière peut-être définie par cette relation :

$$\rho(z, t)' = \rho_0 + \left[ \rho(z, t)e^{i(k_a z - \omega_a t)} + c.c. \right] ; \quad (1.16)$$

où  $c.c.$  représente le complexe conjugué. Comme la diffusion Brillouin stimulée résulte de l'électrostriction, le modèle considère que la densité de matière (1.16) obéit à l'équation des ondes acoustiques, excitées par la force électrostrictive. Par conséquent, on peut écrire :

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - \Gamma' \Delta^2 \frac{\partial \rho'}{\partial t} - v_a^2 \Delta^2 \rho' = \Delta \cdot f. \quad (1.17)$$

$\Gamma'$  est le coefficient d'atténuation et  $\Delta \cdot f = \Delta \cdot \left[ -\frac{1}{2} \epsilon_0 \Delta \gamma_e \langle E^2 \rangle \right]$  représente la divergence de la force électrostrictive. En incluant l'hypothèse de la variation lente de l'amplitude de l'onde acoustique, l'équation (1.17) devient :

$$-2i\omega_a \frac{\partial \rho}{\partial t} + (\omega_B^2 - \omega_a^2 - i2\pi\omega_a \Delta v_B) \rho - 2ik_a v_a^2 \frac{\partial \rho}{\partial z} = \epsilon_0 \gamma_e k_a^2 A_1 A_2^*, \quad (1.18)$$

avec  $\Delta\nu_B = k_a^2 \Gamma' / 2\pi$ , la largeur à mi-hauteur du spectre Brillouin. À cette largeur à mi-hauteur, découle la durée de vie  $\tau_p$  des phonons acoustiques. Les phonons acoustiques étant des paquets d'énergie de vibration, on a [12] :

$$\tau_p = \frac{1}{2\pi\Delta\nu_B}. \quad (1.19)$$

Toutefois, dans d'autres travaux,  $\tau_p$  est défini à partir de l'amplitude des ondes acoustiques. Ainsi, la relation (1.19) est multipliée par un facteur 2 [29, 30].

Dans l'équation (1.18), le dernier terme de gauche peut-être négligé, car la durée de vie des phonons acoustiques est très faible ( $\leq 10$  ns). Ce qui se traduit aussi par une très faible distance de propagation comparée à la longueur d'une fibre optique, pouvant aller du mètre à plusieurs kilomètres. Par exemple, dans une fibre SMF-28, la durée de vie des phonons acoustiques est d'environ 5,3 ns (en utilisant la relation (1.19)). Ce qui correspond à une distance de propagation  $d$  de  $32 \mu\text{m}$ <sup>8</sup>. De même, on peut considérer que les vibrations se font en état stationnaire ( $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ ), car la vitesse de l'onde optique est très grande devant celle de l'onde acoustique. Ainsi, l'équation (1.18) a pour solution :

$$\rho(z, t) = \epsilon_0 \gamma_e q^2 \frac{A_1 A_2^*}{\omega_B^2 - \omega_a^2 - i2\pi\omega_a \Delta\nu_B}. \quad (1.20)$$

D'autre part, les champs optiques sont réduits au système d'équations (1.21), qui découle de l'équation de propagation d'une onde électromagnétique et de la relation (1.20).

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{c/n} \frac{\partial A_1}{\partial t} = \frac{i\omega\gamma_e}{2nc\rho_0} \rho A_2, \quad (1.21a)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{c/n} \frac{\partial A_2}{\partial t} = \frac{i\omega\gamma_e}{2nc\rho_0} \rho^* A_1; \quad (1.21b)$$

$\omega$  provient de cette approximation :  $\omega = \omega_1 \simeq \omega_2$ . À l'état stationnaire ( $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ ), les équations (1.21) deviennent :

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = \frac{i\omega\gamma_e}{2nc\rho_0} \rho A_2, \quad (1.22a)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = \frac{i\omega\gamma_e}{2nc\rho_0} \rho^* A_1; \quad (1.22b)$$

En considérant les intensités optiques définies par  $I_i = 2n\epsilon_0 c A_i A_i^*$ , l'expression de la densité de matière, ainsi que les pertes optiques  $\alpha$  des ondes pompe et Stokes, les

8. Pour calculer cette distance  $d$ , nous avons considéré la largeur à mi-hauteur tirée de la référence [20], où  $\Delta\nu_B = 30$  MHz pour une fibre SMF-28, et  $v_a = 5960$  m/s [13].



équations (1.22) prennent cette forme [12, 13] :

$$\frac{dI_1}{dz} = -gI_1I_2 - \alpha I_1, \quad (1.23a)$$

$$-\frac{dI_2}{dz} = +gI_1I_2 - \alpha I_2 ; \quad (1.23b)$$

$g \equiv g(\nu)$  étant le facteur de gain de la diffusion Brillouin.  $g(\nu)$  possède une allure Lorentzienne, car dans le temps, l'onde acoustique subit un amortissement exponentiel (c'est à dire proportionnel à  $e^{(-t/\tau_p)}$ ) [12].

$$g(\nu) = g_B \frac{(\Delta\nu_B/2)^2}{(\nu_B - \nu)^2 + (\Delta\nu_B/2)^2}, \quad (1.24)$$

avec le gain Brillouin  $g_B$ , obtenu à la résonance, c'est à dire lorsque  $\nu = \nu_B$  [7].

$$g_B = \frac{2\pi n^7 p_{12}^2}{c\lambda_1^2 \rho_0 v_a \Delta\nu_B}, \quad (1.25)$$

où  $p_{12}$  est le coefficient photo-élastique. La courbe  $g(\nu)$  est la réponse spectrale de la rétro-diffusion Brillouin. Une représentation schématique de cette courbe est illustrée sur la figure 1.6.

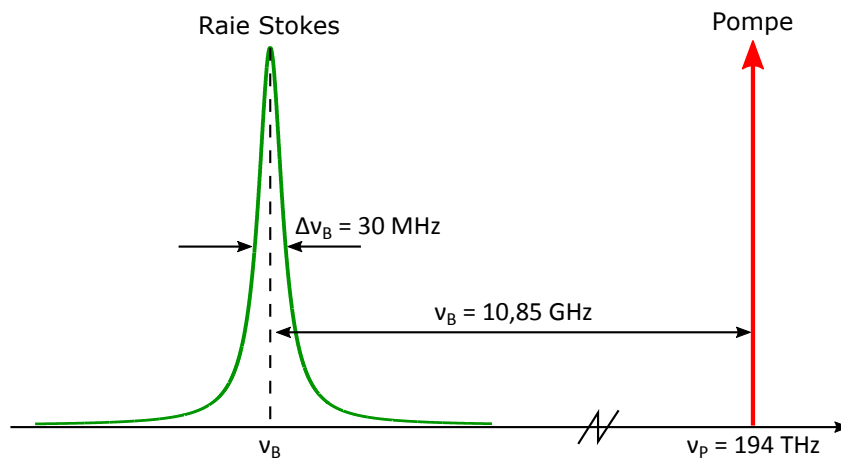


FIGURE 1.6 – Représentation schématique du spectre de la rétro-diffusion Brillouin spontanée dans une fibre optique de silice unimodale, à la longueur d'onde optique de 1550 nm. Les données sont tirées de la référence [20].

Bien que ce modèle classique permette de décrire la rétro-diffusion Brillouin dans des guides optiques, il reste tout de même limité. Par exemple, il n'est pas possible de calculer les spectres Brillouin dus à la diffusion vers l'avant. De plus, ce modèle ne tient pas compte des éventuels couplages entre les ondes acoustiques longitudinales et transverses, qui peuvent survenir lorsque la dimension de la section transversale d'une fibre optique est de l'ordre de la longueur d'onde optique. En effet, plusieurs travaux récents montrent qu'à cette échelle, le spectre Brillouin d'une fibre optique peut-être

multi-résonant [31–33]. Pour repousser ces limites, nous avons développé une nouvelle méthode théorique basée sur la résolution de l'équation élastodynamique, assujettie par la force électrostrictive. Cette méthode permet de prédire le spectre Brillouin à partir de la géométrie de la fibre optique, que ce soit dans le cas de la rétro-diffusion, de la diffusion Brillouin vers l'avant [34, 35] ou de la diffusion Brillouin de surface [33].

### 1.2.2/ MODÈLE ÉLASTODYNAMIQUE

Par électrostriction, une lumière cohérente et suffisamment intense, génère des ondes acoustiques lorsqu'elle se propage dans une fibre optique [12]. Ces ondes acoustiques se propagent par compression-dilatation ou cisaillement, ce qui se traduit par des déplacements  $u_i$ , des points qui constituent le solide. Le déplacement  $u_i$  de chaque point du solide de coordonnées  $x_k$  varie au cours du temps :  $u_i = u_i(x_k, t)$ . Dès lors, en partant de la relation fondamentale de la dynamique, on peut écrire [22, 35] :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - (c_{ijkl} u_{k,l})_{,j} = -T_{ij,j}^{\text{es}} ; \quad (1.26)$$

où  $\rho$  est la densité volumique de la silice et  $c_{ijkl}$  le tenseur élastique de la silice. Ce tenseur élastique permet d'établir une relation linéaire entre contraintes et déformations mécaniques [22].  $T_{ij,j}^{\text{es}} = -\epsilon_0 \chi_{kl ij} E_k E_l^*$  est le tenseur d'électrostriction d'ordre 4 [34], il est la source des déplacements au sein de la matière solide (silice), induits par les champs électriques.  $\epsilon_0$  désigne la permittivité électrique du vide.  $E_k$  et  $E_l^*$  représentent les champs électriques des ondes optiques pompe et Stokes. La susceptibilité électrique est définie par  $\chi_{kl ij} = \epsilon_{km} \epsilon_{ln} p_{mnij}$ , avec  $p_{mnij}$  le tenseur elasto-optique de la silice [34].  $i, j, k, l, m$  et  $n = \{1, 2, 3\}$ . Les indices placés après les virgules indiquent une dérivée partielle. Par exemple :  $u_{k,l} = \frac{\partial u_k}{\partial x_l}$  [35].

À partir de l'équation (1.26), nous recherchons les déplacements en faisant varier la fréquence acoustique  $\omega_a$ . La connaissance de ces déplacements permet de tracer la distribution de l'énergie cinétique en fonction de la fréquence acoustique. Cette distribution d'énergie correspond au spectre Brillouin, car l'équation élastodynamique traduit bien une interaction opto-acoustique. À titre d'exemple, la figure 1.7 montre des résultats de simulations numériques pour une fibre SMF-28, comparés à des mesures expérimentales du spectre Brillouin. Les simulations ont été réalisées avec le modèle élastodynamique, dans le cas de la rétro-diffusion (figure 1.7(a)) et de la diffusion vers l'avant (figure 1.7(b)) [34]. À ces spectres, sont associés la distribution spatiale de la densité d'énergie cinétique (figure 1.7(d) et (e)). Comme on peut le constater, ce modèle permet de retrouver très précisément le spectre Brillouin d'une fibre optique, que ce soit le cas d'une rétro-diffusion ou d'une diffusion vers l'avant. Il est tout de même important de préciser que pour ces deux sens de diffusion Brillouin, il faut à chaque fois considérer la bonne condition d'accord de phase. Dans le cas de la rétro-diffusion Brillouin,  $k_a = 2k_1$  alors que dans le cas

de la diffusion Brillouin de gaine,  $k_a = 0$ .

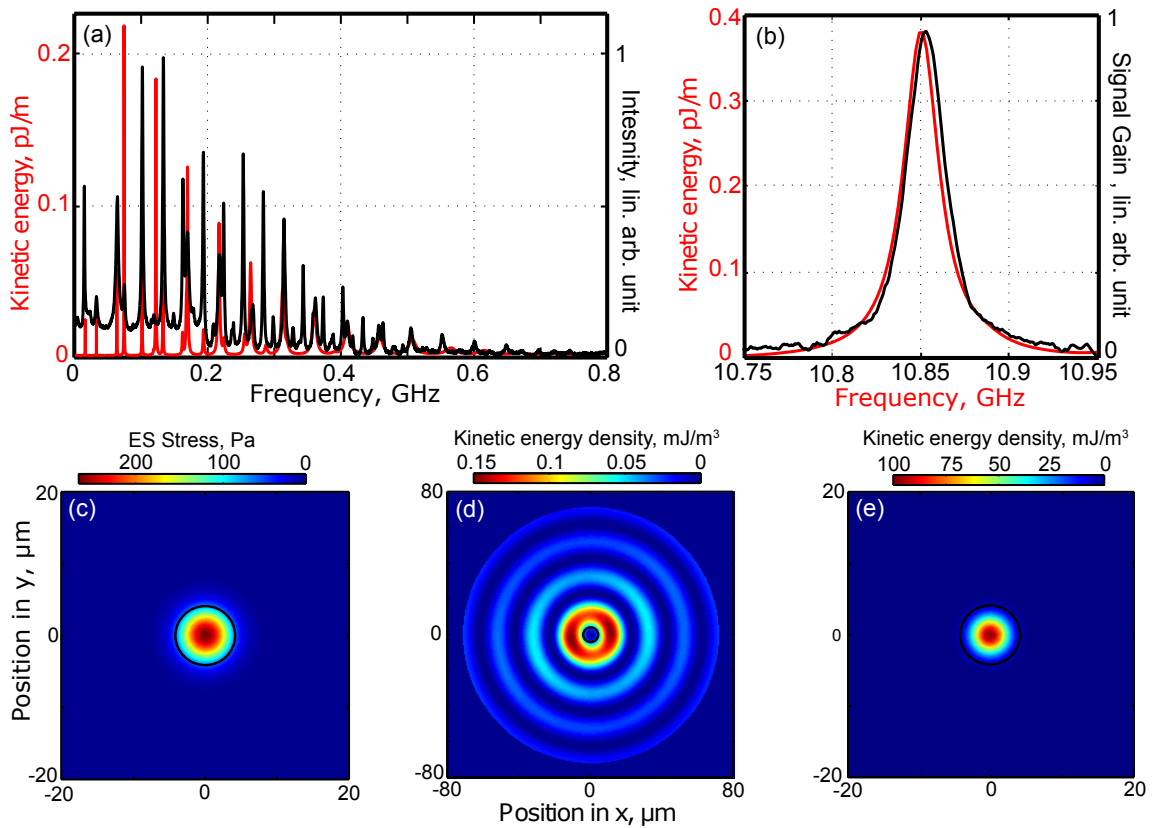


FIGURE 1.7 – (courbes) Comparaison des mesures expérimentales à des simulations numériques réalisées à partir du modèle élastodynamique, dans une fibre SMF-28, à 1550 nm de longueur d’onde. (a) Spectres expérimental (en noir) et théorique (en rouge) de la diffusion Brillouin vers l’avant ; (b) Spectres expérimental (en noir) et théorique (en rouge) de la rétro-diffusion Brillouin ; (c) distribution spatiale de la force électrostrictive associée au mode optique fondamental ; (d), (e) distribution de la densité d’énergie cinétique à 178 MHz (diffusion Brillouin vers l’avant) et 10,85 GHz (rétro-diffusion Brillouin) [34].

Le modèle élastodynamique va permettre de calculer le spectre Brillouin quelque soit le guide optique utilisé. Néanmoins, il ne permet pas de déterminer comment évolue ce spectre le long du guide. Ce modèle se positionne alors comme une méthode complémentaire au modèle classique. Au chapitre 3, nous allons appliquer ce modèle dans le cadre de l’étude numérique de la rétro-diffusion Brillouin dans une fibre optique microstructurée effilée. Des détails supplémentaires sur la méthode de résolution numérique utilisée seront aussi présentés.

### 1.2.3/ SEUIL BRILLOUIN

D’après R. G. Smith, le seuil de la rétro-diffusion Brillouin  $P_{th}$  peut se définir comme étant la puissance optique pour laquelle la puissance incidente est égale à la puissance Stokes, à l’entrée de la fibre optique [15]. Par conséquent, cette puissance seuil correspond à la

saturation de la diffusion Brillouin, bien au-delà du seuil d'apparition du phénomène. À partir des équations d'interactions entre les ondes pompe et Stokes, en état stationnaire, Smith définit ce seuil Brillouin par [15] :

$$P_{\text{th}} \approx \frac{21A\alpha_p}{g_B}; \quad (1.27)$$

où  $A$  et  $\alpha_p$  représentent respectivement l'aire de la section transverse de la fibre optique et les pertes linéiques de l'onde pompe. Cette expression du seuil Brillouin est approximative. En effet, plusieurs hypothèses sont faites à la base : on considère que l'onde pompe est continue et cohérente, et que son champ électrique possède le même état de polarisation que celui de l'onde Stokes [15]. En pratique, il est difficile de conserver toutes ces conditions, notamment l'état de polarisation. Ainsi, pour tenir compte de l'état de polarisation des ondes optiques et des propriétés opto-géométriques de la fibre optique, le seuil Brillouin va généralement être défini par [7, 13, 36] :

$$P_{\text{th}} = \frac{21KA_{\text{eff}}}{g_B L_{\text{eff}}}, \quad (1.28)$$

où  $A_{\text{eff}}$  est défini par [13] :

$$A_{\text{eff}} = \frac{(\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy)^2}{\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy}, \quad (1.29)$$

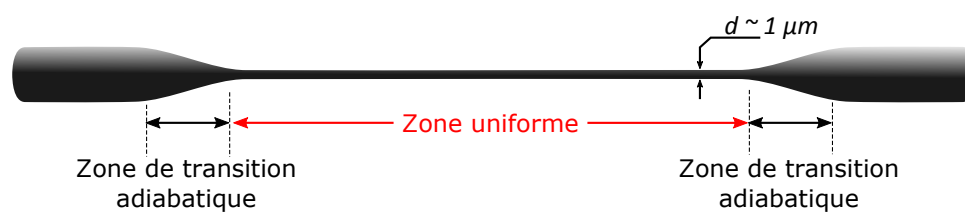
et  $L_{\text{eff}} = (1 - \exp(-\alpha L))/\alpha$  la longueur effective.  $\alpha$  et  $L$  désignent respectivement la longueur de la fibre optique et les pertes linéiques.  $F(x, y)$  représente la distribution spatiale du mode optique fondamental qui se propage dans la fibre optique.  $K$  est une constante pouvant prendre les valeurs 1/2, 1 ou 3/2, suivant la polarisation de lumière incidente et le degré de biréfringence du guide optique. Au chapitre 3, dans une étude plus détaillée, nous reviendrons sur cette formule théorique du seuil Brillouin, en précisant comment se fait le choix de la valeur du paramètre  $K$ .

Dans le cas d'une fibre SMF-28 d'une longueur de 1 km, d'aire effective de  $85 \mu\text{m}^2$  et ayant 0,2 dB/km de perte linéique, le seuil Brillouin est estimé à 20 dBm à la longueur d'onde optique de 1550 nm [37].

## 1.3/ FIBRES OPTIQUES ÉTIRÉES ET MICROSTRUCTURÉES

### 1.3.1/ MICROFIBRES OPTIQUES

Les microfibres sont des fibres optiques dont la section transverse est de l'ordre du micromètre [38]. Historiquement, les premiers travaux qui évoquent l'usage des microfibres datent du XIX<sup>e</sup> siècle. En 1887, C. V. Boys reporte pour la première fois, la fabrication

FIGURE 1.8 – Microfibre optique de diamètre  $d$ .

des microfibres en quartz. À cette époque, ces microfibres servent essentiellement à confectionner des balances extrêmement sensibles, des réseaux de diffraction ou encore des thermomètres [39]. La technique de fabrication des microfils à ce moment là est très originale. Pour amincir une préforme de quartz, le plus possible, un échantillon en fusion est fixé à l'extrémité d'une flèche. La flèche est ensuite tirée sur un tableau cible, grâce à une arbalète. Ainsi, la préforme s'amincit par traction de la flèche au cours du déplacement [39]. Même si C. V. Boys arriva à fabriquer de très petit fils de verre, on ne parle pas encore d'optique guidée à cette période là. Il faudra attendre 1959 pour voir des premiers travaux montrant le processus de guidage de la lumière par des microfibres optiques (MFOs) [40]. Toutefois, ça reste un léger abus de langage, car en réalité il s'agissait d'une fibre optique multi-cœur, où seul les cœurs avaient un diamètre de l'ordre du micromètre [40]. De plus, la notion de pertes optiques n'était pas encore considérée. Il va s'en suivre d'importants développements dans les années 1980 et 1990. Les fibres optiques amincies vont être utilisées pour diverses applications, comme le couplage évanescent de la lumière ou encore la séparation des faisceaux [41, 42]. Les années 2000 marquent réellement l'apparition des microfibres optiques avec des pertes optiques appréciables. Tong *et al.* ont par exemple reporté la fabrication des micro et nanofibres optiques de silice, par la méthode d'étirage sous flamme. Ils ont pu élaborer des micro ou nanofibres optiques avec des diamètres descendant jusqu'à 50 nm. Les longueurs des guides pouvaient aller jusqu'à 10 mm, avec des pertes optiques oscillantes entre  $10^{-3}$  et 10 dB/mm, dans le visible et l'infrarouge [43].

Cette nouvelle génération de guides d'onde s'est imposée en optique non-linéaire et même dans d'autres disciplines, comme important support de travail [38, 44, 45]. En effet, de part leur petite section transverse, les microfibres optiques offrent des propriétés optiques remarquables, tant sur le plan fondamental que du point de vue des applications. Le principal atout de ces guides d'onde est le fort confinement des champs (électrique et de déplacement) qui s'y propagent. Ce facteur permet d'augmenter significativement la valeur du paramètre non-linéaire optique  $\gamma = 2\pi n_2 / \lambda A_{\text{eff}}$  [44].  $n_2$  représente l'indice de Kerr,  $\lambda$  est la longueur d'onde optique. Comme le montre la figure 1.9, le paramètre non-linéaire vaut environ  $0,07 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$  pour une microfibre silice de  $1 \mu\text{m}$  de diamètre. Cette valeur est 70 fois supérieure à celle d'une fibre SMF-28 à la longueur d'onde optique de 1550 nm [13]. En utilisant des verres de chalcogénure pour la fabrication des microfibres optiques, la non-linéarité optique peut atteindre une valeur plus de  $10^5$  fois supérieure

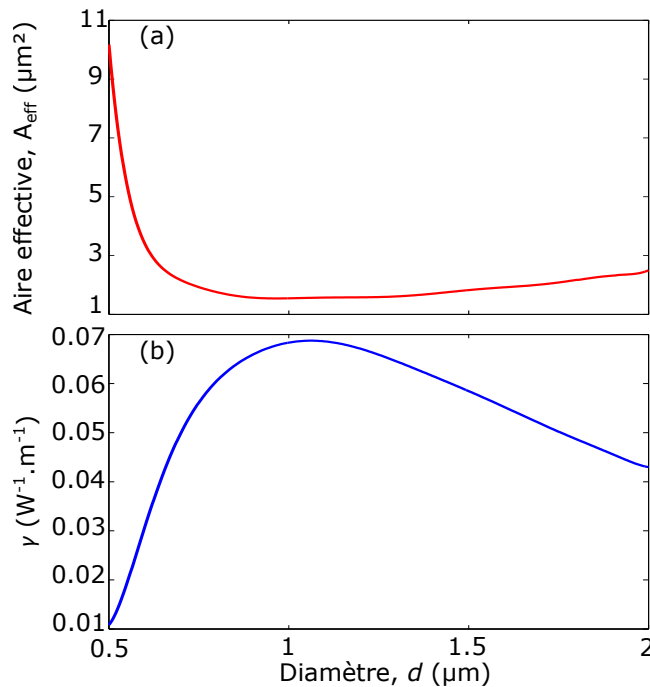


FIGURE 1.9 – Variation de l'aire effective (a) et du paramètre non-linéaire  $\gamma$  (b), en fonction du diamètre d'une microfibre de silice, à la longueur d'onde optique de 1550 nm. Nous avons considéré  $n_2 \simeq 2,6 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  [13].

à celle d'une fibre SMF-28, à la longueur d'onde optique de 1550 nm [44, 46]. C'est le cas des microfibres en verre de chalcogénure  $\text{As}_2\text{Se}_3$  à gaine polymère [47] que nous avons utilisé dans le cadre de cette thèse. De plus, la section transverse de la microfibre peut-être suffisamment faible de manière à ce que le mode optique qui s'y propage soit sensible au milieu environnant [10, 44]. Les microfibres présentent ainsi un fort champ évanescent, qui dépend de leur diamètre et de la longueur d'onde optique.

La maîtrise des techniques de fabrication des microfibres optiques s'étant améliorée au fil des années, les MFOs actuelles présentent des facteurs de qualité permettant de réaliser des études plus rigoureuses et innovantes : développement de capteurs, de Lasers ou de certaines fonctions optiques [8, 10, 38]. On est désormais capable de conserver une section transverse uniforme de l'ordre du micromètre sur près de 10 cm de longueur [32, 48, 49]. Ce qui est très intéressant pour la réalisation des composants fibrés et compacts.

### 1.3.2/ FIBRES OPTIQUES MICROSTRUCTURÉES À PETIT CŒUR

À la base, les fibres optiques microstructurées (FOMs) occupent une place importante en optique guidée. À partir de leur microstructure, il est possible de moduler les propriétés optiques comme la dispersion ou encore la biréfringence modale, tout en maintenant un fort confinement de la lumière [50]. Ces facteurs ont par exemple favorisé l'usage des

FOMs pour la génération des sources supercontinuum [9] ou même pour des applications capteurs [51]. Les images MEBs<sup>9</sup> de la figure 1.10 montrent la section transverse de quelques fibres optiques microstructurées.

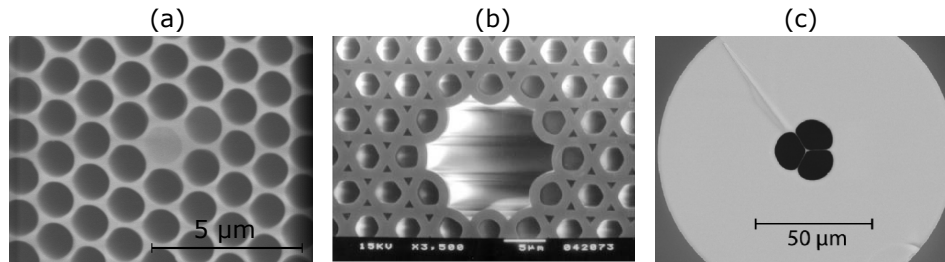


FIGURE 1.10 – Images MEBs de la section transverse de plusieurs types de fibres optiques microstructurées. (a) FOM de silice à cœur solide, fabriquée à l'IRCICA de Lille ; (b) FOM à cœur creux [52] ; (c) FOM à cœur suspendu [53].

Au même titre qu'une microfibre, une FOM à petit cœur permet d'augmenter significativement le paramètre non-linéaire avec l'avantage de fournir une plus grande longueur d'interaction lorsque la lumière s'y propage [50]. Une fibre optique microstructurée peut facilement mesurer quelques kilomètres [54], tandis que de nos jours, les plus longues microfibres optiques mesurent en moyenne quelques dizaines de centimètres [23]. Le vocabulaire *petit cœur*, employé ici, signifie tout simplement que la taille du cœur de la FOM est de l'ordre de la longueur d'onde optique.

## 1.4/ ÉTAT DE L'ART

Depuis les années 90, les propriétés de la diffusion Brillouin ont par exemple permis de développer des capteurs distribués de température et de déformation [55–57]. Même si à cette époque là, la résolution spatiale n'était que de 100 m sur une distance d'un peu plus d'un kilomètre, il s'agissait déjà d'une réelle avancée technologique. De nos jours, les systèmes de mesures distribués basés sur la diffusion Brillouin permettent d'atteindre une résolution spatiale inférieure au mètre [58–60], sur plus d'un kilomètre [60]. La diffusion Brillouin s'illustre également dans l'industrie du laser, avec la fabrication des lasers ultra-cohérents [61]. D'autres applications sont également possible, comme la réalisation des filtres dans la gamme des Radio-fréquences (RF). Casas-Bedoya *et al.*, ont reporté en 2015, la fabrication d'un filtre RF faisant 98 MHz de largeur spectrale et accordable sur une plage de 6 GHz [62]. Ces quelques exemples d'applications concrètes révèlent le potentiel de la diffusion Brillouin, ce qui génère une avancée importante de la recherche sur ce phénomène depuis sa mise en évidence. Le but est d'arriver à des dispositifs Brillouin compacts, efficaces et offrant une grande flexibilité pour le contrôle de l'interaction. L'idée la plus plausible est d'augmenter le confinement des ondes optiques et acoustiques, et

9. MEB : Microscopie Électronique à Balayage.

simultanément, exploiter la forte dépendance de la diffusion Brillouin aux propriétés optiques, acoustiques et géométriques des guides optiques. Ainsi, depuis plusieurs années, d'importants travaux portent sur l'étude de la diffusion Brillouin dans des guides optiques à très faible section transverse, hautement non-linéaire et à faibles pertes. C'est le cas dans des puces en silicium [63, 64] ou encore en verre de chalcogénure [65, 66].

En 2006, Dainese *et al.* ont démontré qu'une microstructure périodique à l'échelle de la longueur d'onde optique permet de modifier drastiquement les propriétés opto-acoustiques d'un matériau [31]. Ils ont mis en évidence l'excitation de plusieurs familles d'ondes acoustiques hybrides dans une fibre optique microstructurée, dont le diamètre du cœur était de  $1,22 \mu\text{m}$ . Ce travail a conforté l'idée selon laquelle la microstructure d'une FOM à faible section transverse, permettrait de moduler les fréquences de résonances acoustiques. Quelques années plus tard, Kang *et al.* démontrent que les interactions lumière-ondes acoustiques peuvent être renforcées par un fort confinement. Dans une fibre optique microstructurée à haute fraction d'air et dont le cœur mesurait  $1,8 \mu\text{m}$ , ils ont mesuré un gain Brillouin environ 200 fois supérieur à celui d'une fibre SMF-28 [67]. En 2012, Rakich *et al.* vont approfondir théoriquement cette analyse, en allant vers des guides optiques silicium dont la section transverse est de l'ordre de la centaine de nanomètre. À cette échelle, ils montrent particulièrement qu'une bonne combinaison de la pression de radiation et de la force électrostrictive permet d'accroître le gain Brillouin [64]. Ils ont pu estimer une augmentation de 4 ordres de grandeur dans le cas de la rétro-diffusion Brillouin et de 5 ordres de grandeur pour la diffusion Brillouin avant, par rapport à une fibre SMF-28 [64]. Toutefois, à ce jour, ce gain n'a pas encore été démontré expérimentalement.

À côté de ces travaux essentiellement focalisés sur le confinement et la microstructure, d'autres auteurs vont proposer d'y associer une forte non-linéarité due à la composition chimique du guide optique. Au sein même de notre équipe de recherche, Beugnot *et al.* ont reporté le contrôle de la rétro-diffusion Brillouin en utilisant des micro-fibres optiques en verre de chalcogénure, protégées par une gaine polymère [37]. Ces travaux montrent d'une part, que la forte non-linéarité des verres chalcogénures permet d'accroître le gain Brillouin, et d'autre part, ils montrent que la gaine polymère contribue à l'élargissement du spectre Brillouin [37]. Dans un nanofil photonique de silicium mesurant quelques millimètres de longueur, Van Laer *et al.* ont mesuré un gain Brillouin d'environ  $1,6 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ <sup>10</sup> [63]. Ce gain Brillouin est environ 10 fois supérieur à celui d'une fibre SMF-28 à la longueur d'onde optique de 1550 nm.

Sur un autre plan, les micro et nano-guides optiques ont permis de mettre en évidence une nouvelle forme de diffusion Brillouin, à savoir : la diffusion Brillouin de surface en configuration guidée. Dans les années 70, cette forme de diffusion était particulièrement utilisée pour la spectroscopie acoustique des matériaux opaques (ou diélectrique) à

---

10. Cette valeur doit être multipliée par l'aire effective du mode optique afin de retrouver une dimension équivalente à celle de  $g_B$  (m/W).



géométrie planaire [68]. En effet, la connaissance de la fréquence de résonance Brillouin d'un matériau permet de remonter aux constantes élastiques [69, 70]. Récemment, la diffusion Brillouin de surface a été observée dans des microfibres de silice, au sein de notre laboratoire de recherche [32]. À notre connaissance, il s'agissait de la première observation d'un tel phénomène dans une microfibre optique. Des investigations expérimentales et théoriques ont démontré qu'une onde optique qui se propage dans une microfibre optique, peut exciter et subir l'effet des ondes acoustiques de surface. Une condition sine qua non à cette observation est que le mode optique soit suffisamment large pour interagir avec les frontières du guide (solide/air) [32]. Spectralement, cette diffusion Brillouin de surface se caractérise par l'apparition de raies de résonance autour de 6 GHz (pour la silice), lorsque la pompe est à la longueur d'onde de 1550 nm [32]. D'un autre côté, Florez *et al.* ont très récemment prouvé le caractère accordable de cette nouvelle forme de diffusion, notamment la possibilité de supprimer certaines résonances en trouvant un équilibre entre l'effet photo-élastique et la vibration des frontières des microfibres optiques [71].

Au vu de ces travaux conséquents, on peut constater que les micro et nano-guides optiques présentent un grand intérêt pour l'étude des interactions opto-acoustiques. L'Institut FEMTO-ST ayant une véritable expertise dans ce domaine, il était naturel pour nous d'apporter une contribution à ce sujet de recherche. Souhaitant combiner le fort confinement et la haute non-linéarité des guides optiques, nous avons fait le choix de réaliser nos études avec des microfibres optiques en verre de chalcogénure et des FOMs à petit cœur. De plus, cette génération de fibres optiques est plus accessible, contrairement à un nanofil de silicium par exemple, qui exige des développements en salle blanche [63].

Pour commencer nos investigations, nous avons caractérisé la diffusion Brillouin dans ces microfibres optiques en verre de chalcogénure. Ce travail a permis d'évaluer l'efficacité de la diffusion Brillouin, ainsi que le caractère versatile de ces guides optiques. En outre, grâce à notre collaboration avec l'EPFL<sup>11</sup>, nous avons pu cartographier l'uniformité géométrique de ces microfibres. Les résultats révèlent une fluctuation géométrique inférieure à 5 % [49], ce qui est un atout majeur pour l'industrie des lasers Brillouin par exemple.

Ensuite, nous nous sommes intéressés à l'influence de la géométrie sur la diffusion Brillouin, notamment dans une fibre optique microstructurée effilée et à petit cœur. Nos résultats ont montré d'une part que cette fibre effilée induit un élargissement significatif du spectre Brillouin avec particulièrement l'apparition de plusieurs modes acoustiques hybrides. D'autre part, la biréfringence modale est responsable d'un fort décalage fréquentiel du spectre Brillouin [72].

Enfin, nous nous sommes portés vers la compréhension de la diffusion Brillouin de surface en réalisant des travaux expérimentaux et théoriques, dans des FOMs à petit cœur

---

11. EPFL : École Polytechnique Fédérale de Lausanne, située à l'ouest de la Suisse.

et à haute fraction d'air. En explorant la rétro-diffusion Brillouin, nous avons démontré l'existence d'ondes de Rayleigh localisées à la surface du cœur des fibres [33]. Sensible à l'état de surface, ce nouveau mode de diffusion Brillouin pourrait être utilisé pour concevoir des capteurs optiques ou des fonctions optiques pour les télécommunications, et notamment le filtrage micro-onde.

## DIFFUSION BRILLOUIN DANS LES MICROFIBRES DE VERRE CHALCOGÉNURE

La diffusion Brillouin est une interaction opto-acoustique qui suscite beaucoup d'attention à cause de ses multiples applications industrielles [12, 13]. Ces applications sont surtout présentes dans des domaines tels que les capteurs à fibres optiques [73], les sources lasers [13] ou encore les micro-ondes [74].

Bien que l'on possède ce panel d'applications fonctionnelles, reposant sur la diffusion Brillouin, il faut quand même souligner qu'il existe quelques limites. En effet, mis à part les capteurs à fibres optiques, les autres applications nécessitent en général, des guides optiques à fort gain Brillouin ou des guides optiques relativement longs (plusieurs dizaines de mètres, voire kilomètres). Par exemple, dans une cavité faite de 25 m de fibre SMF-28, il faut au moins 110 mW de puissance optique de pompe pour avoir un effet laser Brillouin [75]. Tandis qu'avec 4,9 m de fibre optique de verre chalcogénure (de composition  $\text{As}_2\text{Se}_3$ ), 35 mW de puissance optique de pompe suffisent à avoir l'effet laser Brillouin [76]. Cette fibre optique unimodale de verre chalcogénure est plus courte et plus efficace. Deux facteurs sont à mettre en avant afin d'expliquer cette grande efficacité de la fibre chalcogénure, par rapport à la fibre SMF-28. Le premier facteur est le gain Brillouin élevé des verres chalcogénures et en particulier celui de la composition  $\text{As}_2\text{Se}_3$ . À la longueur d'onde de 1550 nm, ce gain est de  $6 \times 10^{-9}$  m/W [76] alors que celui d'une fibre optique de silice, oscille entre  $1,3 \times 10^{-11}$  et  $5 \times 10^{-11}$  m/W à la même longueur d'onde [13, 77]. Le second facteur est l'aire effective de la fibre chalcogénure utilisée. Elle est deux fois plus faible que celle de la fibre SMF-28. Par conséquent, il y a plus de confinement entre les ondes optiques et acoustiques ; les ondes acoustiques étant à l'origine de la diffusion Brillouin. On peut alors juger que l'efficacité de l'interaction Brillouin est d'autant plus forte que le gain propre du matériau et le confinement des champs électriques (ondes lumineuses), et acoustiques le sont aussi. Dans ce contexte, la recherche des composants innovants, à la fois compacts et très efficaces s'impose naturellement.

Les microfibres optiques (MFOs) chalcogénures se positionnent comme des candidats potentiellement intéressants pour répondre à ces besoins. De part leur petite taille transverse (de l'ordre du micro-mètre), ces guides optiques permettent d'atteindre des hauts coefficients non-linéaires par fort confinement du champ électrique [46]. Cette spécificité est un atout majeur pour l'étude de la diffusion Brillouin, car l'amplitude de la lumière diffusée croît avec le confinement opto-acoustique. De plus, les verres chalcogénures utilisés pour la fabrication des microfibres optiques permettent d'obtenir un gain Brillouin très élevé, en raison de leur grand indice de réfraction ( $> 2$ ) et d'une vitesse acoustique longitudinale qui y est relativement faible (2250 m/s pour le verre  $\text{As}_2\text{Se}_3$ ), par rapport à des matériaux courants comme la silice [78, 79]. Un dernier argument en faveur de ces verres chalcogénures est la grande fenêtre de transparence optique qu'elles offrent. Suivant la composition du verre, sa transparence peut s'étendre sur une plage spectrale allant de 1 à 19  $\mu\text{m}$  [78]. Cette grande plage de transparence est une réelle opportunité pour envisager des études dans le moyen infrarouge par exemple.

Dans ce chapitre, nous présentons une étude détaillée de la rétro-diffusion Brillouin dans les microfibres optiques chalcogénures de composition  $\text{As}_2\text{Se}_3$ , à gaine polymère. Nous démontrons que le gain Brillouin de ces MFOs  $\text{As}_2\text{Se}_3$  est 150 à 250 fois plus fort que celui d'une fibre SMF-28. Nous montrons également que ces microfibres optiques sont une alternative simple et passive pour contrôler la rétro-diffusion Brillouin. La diffusion Brillouin vers l'avant ne sera pas abordée, car elle ne fait pas partie de nos objectifs ; et bien même, elle serait quasi inexistante à cause de l'absorption des ondes acoustiques transverses par la gaine polymère. Ce polymère est du Polyméthacrylate de méthyle, usuellement abrégé et appelé PMMA. Le PMMA joue à la fois le rôle de gaine optique et de gaine protectrice contre la pollution et les contraintes mécaniques. Ces microfibres optiques ont été fabriquées à l'université Mc Gill, au Canada, sous la supervision de Pr. M. Rochette. La technique de fabrication de ces MFOs est présentée dans cet article [48]. D'une manière simple, cette technique consiste à étirer une préforme de fibre optique  $\text{As}_2\text{Se}_3$ -PMMA, localement chauffée [48].

## 2.1/ SPECTRES BRILLOUIN SPONTANÉS ET ESTIMATION DU GAIN BRILLOUIN

Le calcul du gain Brillouin à partir d'un spectre mesuré en régime spontané permet d'avoir des informations fiables sur l'efficacité de l'interaction [13]. Par conséquent, nous avons premièrement réalisé les mesures du spectre Brillouin (en régime spontané) dans plusieurs échantillons de microfibres optiques, afin d'avoir d'une part les informations sur les fréquences de résonances et d'autre part, pour estimer le gain Brillouin. Cette méthode de détermination du gain Brillouin à partir du spectre mesuré en régime spontané peut-être encore améliorée par une technique de mesure dite : *Pompe-Sonde*. Cette tech-

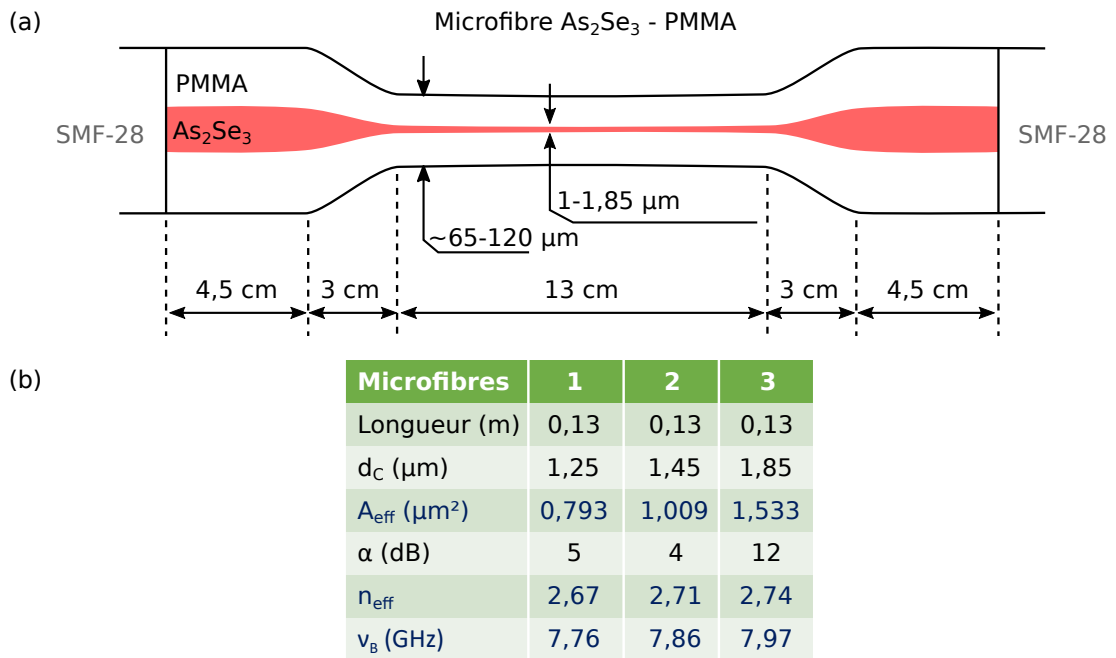


FIGURE 2.1 – (a) Géométrie des microfibres optiques  $\text{As}_2\text{Se}_3$ ; (b) paramètres opto-géométrique des microfibres optiques à la longueur d'onde de 1550 nm. Les valeurs en bleues sont théoriques.

nique permet de quantifier directement l'amplification d'un signal *sonde*, après propagation dans une MFO (ou fibre optique). Nous détaillerons cette méthode un peu plus loin dans ce chapitre.

Nous présentons sur la figure 2.1, une illustration de la géométrie des microfibres optiques étudiées ainsi qu'un tableau récapitulatif de leurs caractéristiques. Le cœur des microfibres optiques est constitué de verre  $\text{As}_2\text{Se}_3$ , isolé du milieu extérieur par une gaine en PMMA. Ces microfibres optiques mesurent 13 cm de longueur, à laquelle s'ajoute à chaque extrémité, 3 cm de zone de transition adiabatique et 4,5 cm de fibre optique avec un diamètre extérieur d'environ 125  $\mu\text{m}$ . Le couplage de la lumière se fait par l'intermédiaire d'une fibre SMF-28, collée à l'époxy de part et d'autres du guide optique. Les pertes optiques totales des microfibres optiques qui figurent dans le tableau, proviennent des réflexions de Fresnel aux deux interfaces silice -  $\text{As}_2\text{Se}_3$  ( $\sim 1$  dB), de l'adaptation du mode optique ( $\sim 1$ -5 dB) et de l'absorption du verre  $\text{As}_2\text{Se}_3$  ( $\sim 1$  dB). Les indices effectifs présentés ont été calculés par éléments finis, grâce au logiciel Comsol<sup>1</sup>. Le détail de l'évolution de l'indice effectif des microfibres optiques en fonction de la taille du cœur est donné sur la figure 2.2. On note une augmentation de l'indice effectif avec la taille du cœur, due au fait que le mode optique est de plus en plus localisé dans le verre de chalcogénure. La connaissance des ces indices effectifs nous a permis de déterminer les fréquences Brillouin  $\nu_B$  théoriques qui apparaissent aussi dans le tableau des pa-

1. Comsol Multiphysics est un logiciel de simulation numérique basé sur la méthode des éléments finis. La première version date de 1986.

ramètres, en partant de cette équation :

$$\nu_B = \frac{2n_{\text{eff}}\nu_L}{\lambda_P}; \quad (2.1)$$

avec  $\nu_L = 2250$  m/s, la vitesse de l'onde acoustique longitudinale [37]; et  $\lambda_P = 1550$  nm. Les aires effectives  $A_{\text{eff}}$  du tableau, sont calculées à partir de la relation (1.29) du chapitre 1. Cette relation tient compte de la distribution modale du mode optique fondamental qui se propage dans la microfibre optique.

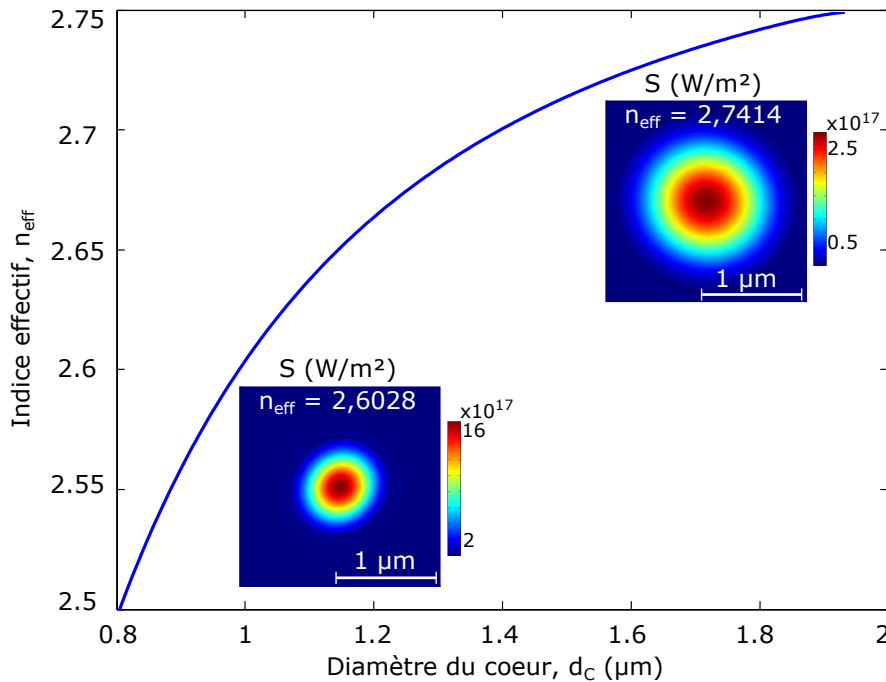


FIGURE 2.2 – Variation de l'indice effectif en fonction de la taille du cœur de la microfibre optique en verre chalcogénure  $\text{As}_2\text{Se}_3$  à la longueur d'onde optique de 1550 nm. En encarts, sont représentés, la puissance du mode optique (la norme du vecteur de Poynting) pour un diamètre de cœur de 1  $\mu\text{m}$  et 1,8  $\mu\text{m}$ .

Le montage expérimental permettant de mesurer les spectres Brillouin en régime spontané est basé sur la détection hétérodyne. Le principe de fonctionnement peut-être brièvement décrit comme suit : un signal de fréquence décalée  $\nu_0 - \nu_a$  (*Sonde*) est couplé à un autre signal de fréquence  $\nu_0$  (*Pompe*) afin d'obtenir un signal de battement optique, détectable dans le domaine RF avec une résolution inférieure au mégahertz. Cette méthode de mesure donne une information globale sur la dynamique de l'interaction opto-acoustique dans la microfibre optique. En plus d'avoir l'avantage d'offrir une bien meilleure résolution, cette technique de mesure permet aussi de s'affranchir de la possible dérive en longueur d'onde du laser ou encore de l'usage d'un second laser comme signal de battement [80]. La mesure des spectres Brillouin par détection hétérodyne est détaillée dans cette référence [81]. Ce même principe de mesure avait déjà été utilisé en 1987 par Tkach *et al.*, pour déterminer la concentration en dioxyde de germanium

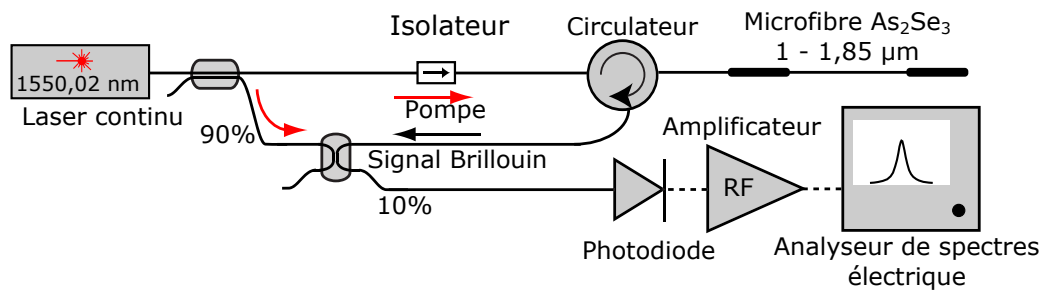


FIGURE 2.3 – Montage expérimental basé sur la détection hétérodyne, pour la mesure des spectres Brillouin.

des fibres optiques unimodales, à partir de la diffusion Brillouin spontanée [82]. Sur la figure 2.3, nous illustrons le montage expérimental que nous avons utilisé pour mesurer les spectres Brillouin. Un laser continu de type DFB<sup>2</sup> avec une largeur spectrale  $\sim 300$  kHz et émettant à une longueur d'onde de 1550,02 nm, est injecté dans la MFO par l'intermédiaire d'un circulateur. La puissance optique de la pompe est fixe et vaut 5 dBm. Le signal rétro-diffusé provenant de la MFO est ensuite couplé à une partie de la pompe afin de réaliser un battement optique. Ce signal de battement est finalement détecté par une photodiode rapide (12 GHz) et analysé après amplification, grâce à un analyseur<sup>3</sup> de spectre électrique à grande résolution. Les spectres enregistrés sont initialement moyennés linéairement (128 fois) sur l'analyseur de spectre. Cette opération de moyennage permet de réduire le bruit. Grâce à ce montage, nous avons réalisé des mesures dans plusieurs microfibres optiques de différents diamètres, à température ambiante ( $\sim 20^\circ\text{C}$ ). Comme on peut le voir sur la figure 2.4, les spectres expérimentaux présentent une fréquence Brillouin comprise entre 7,5 et 8 GHz, qui croît avec le diamètre du cœur de la microfibre optique. La relation (2.1) ainsi que les résultats de la figure 2.2 permettent de comprendre pourquoi cette fréquence Brillouin augmente avec la taille du cœur de la microfibre optique. En effet, d'après l'équation (2.1) la fréquence Brillouin est proportionnelle à l'indice effectif de la microfibre optique ; indice effectif qui à son tour augmente avec la taille du cœur. Autour de 8,2 GHz, on note une légère asymétrie au piedestal du spectre. Cette asymétrie est due à la réponse Brillouin des deux zones de transition de la microfibre optique, auxquelles s'ajoutent les deux parties non effilées. Un autre point important à noter est la basse amplitude des pics de résonances pour les MFOs 2 et 3 par rapport à la MFO 1. Cette tendance est due au fait que l'aire effective est plus grande de 27% pour la MFO 2 et de 93% pour la MFO 3, par rapport à la MFO 1, ce qui réduit de manière significative l'efficacité de l'interaction Brillouin. Les pertes optiques sont aussi des facteurs non négligeables pouvant expliquer cette baisse d'amplitude. À puissance incidente égale dans deux microfibres optiques, de même géométrie et de même composition, l'efficacité Brillouin est plus faible dans la microfibre optique ayant le

2. Un laser DFB (Distributed FeedBack laser) est un laser utilisant un réseau de Bragg pour la sélection de la longueur d'onde d'émission.

3. L'analyseur de spectre électrique est de marque Rohde & Schwarz, il possède une bande passante allant de 2 Hz à 26,5 GHz.

plus de pertes optiques.

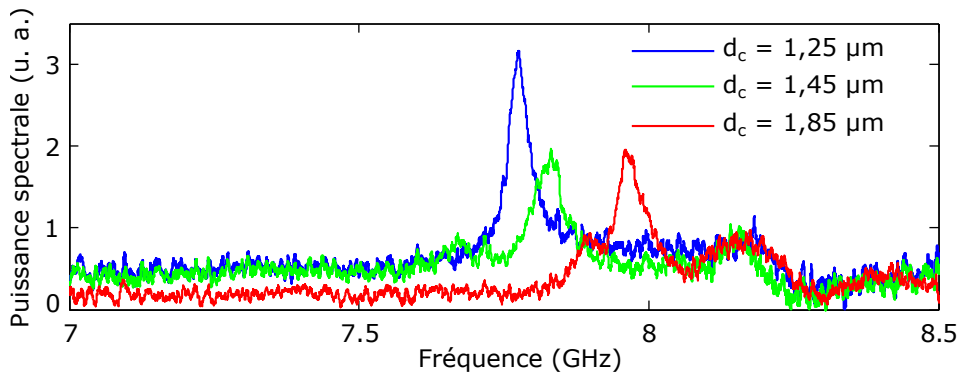


FIGURE 2.4 – Spectres Brillouin expérimentaux mesurés dans trois MFOs chalcogénures  $\text{As}_2\text{Se}_3$  de différents diamètres. Spectres mesurés en régime spontané avec 5 dBm de puissance incidente.

Afin d'estimer le gain Brillouin  $g_B$ , nous avons effectué un ajustement Lorentzien de chaque spectre expérimental (cf. figure 2.5). Le choix d'une fonction Lorentzienne se justifie par le fait que les mesures se sont réalisées en régime spontané. En effet, comme on peut le voir sur le spectre de la figure 2.6, les amplitudes des composantes Stokes et anti-Stokes sont identiques, ce qui est une caractéristique de la diffusion Brillouin spontanée [80].

L'ajustement des spectres Brillouin nous a ainsi permis de déterminer la fréquence Brillouin et la largeur à mi-hauteur du pic de résonance, nécessaires au calcul de  $g_B$  par la relation (1.25)<sup>4</sup> du chapitre 1. Nous avons répertorié les résultats obtenus à partir de ces courbes d'ajustement dans le tableau 2.1. On peut noter que la largeur à mi-hauteur des spectres Brillouin associés aux MFOs, sont 2 à 3 fois plus larges, comparée à celle d'une SMF-28 ou encore à celle d'une fibre chalcogénure  $\text{As}_2\text{Se}_3$ . Cet élargissement est dû au fait que la gaine PMMA absorbe les ondes acoustiques longitudinales, responsables de la rétro-diffusion Brillouin, réduisant ainsi l'amplitude du pic de résonance [37]. Ce phénomène peut aussi être vu comme la réduction de la durée de vie des phonons acoustiques par la gaine PMMA, conduisant à l'élargissement du spectre Brillouin. Cette interprétation peut se vérifier à partir de la relation (2.2) qui donne la largeur à mi-hauteur du spectre Brillouin, en fonction de la durée de vie des phonons acoustiques  $\tau_A$  [13] :

$$\Delta\nu_B = \frac{1}{2\pi\tau_A}. \quad (2.2)$$

Toutefois, le fort confinement de la lumière auquel s'ajoute la haute valeur d'indice de refraction, suffisent à générer des gains Brillouin très élevés, comme le montre les valeurs du tableau 2.1.

4. Pour les microfibres optiques en verre de chalcogénure  $\text{As}_2\text{Se}_3$ ,  $p_{12} = 0,266$ ;  $v_L = 2250$  m/s;  $\rho = 4640$  kg/m<sup>3</sup>;  $n = 2,808$  (à 1550 nm de longueur d'onde) [79].



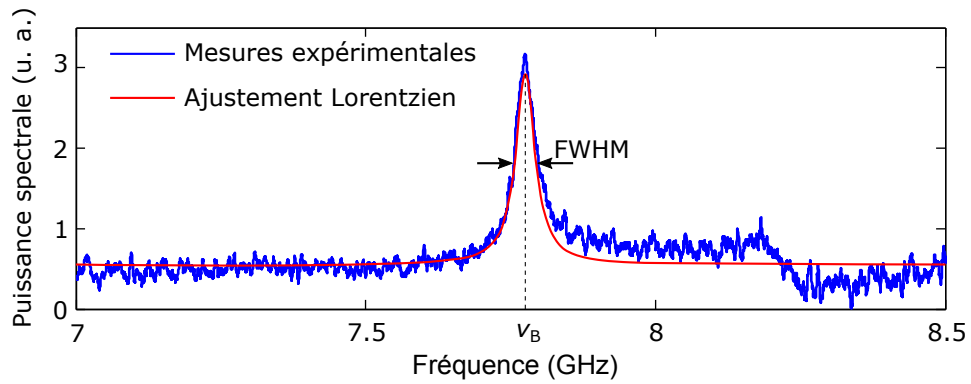


FIGURE 2.5 – Mesure expérimentale d’un spectre Brillouin, accompagnée d’une courbe d’ajustement Lorentzien, permettant d’extraire la largeur à mi-hauteur FWHM et la fréquence Brillouin  $\nu_B$ .

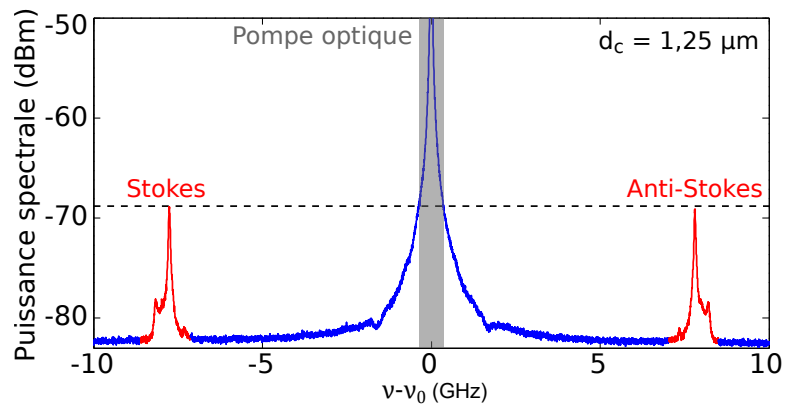


FIGURE 2.6 – Spectre Brillouin montrant les composantes Stokes et anti-Stokes, mesuré dans la microfibre  $As_2Se_3$  faisant  $1,25 \mu m$  de diamètre, à la longueur d’onde optique de  $1550 \text{ nm}$  avec environ  $5 \text{ dBm}$  de puissance optique. Ce spectre a été mesuré avec un analyseur de spectres Apex, doté de  $20 \text{ MHz}$  de résolution.

Paramètres	MFO 1	MFO 2	MFO 3	Fibre $As_2Se_3^*$	SMF-28**
$d_c$ ( $\mu m$ )	1,25	1,45	1,85	<b>6</b>	<b>9,8</b>
$\nu_B$ exp. (GHz)	7,78	7,97	7,83	<b>7,95</b>	<b>11,1</b>
FWHM (MHz)	43,21	69,90	74,40	<b>13,2</b>	<b>27</b>
$g_B$ ( $\times 10^{-9} \text{ m/W}$ )	7,08	4,37	4,11	<b>6</b>	<b>0,0271</b>
Seuil Brillouin (dBm)	16,60	19,32	24,26	<b>18,1</b>	<b>20</b>

\* La fibre  $As_2Se_3$  mesure  $4,92 \text{ m}$  de long et possède  $0,84 \text{ dB/m}$  de pertes linéaires ;

\*\*La SMF-28 mesure  $1000 \text{ m}$  de long et possède  $0,0002 \text{ dB/m}$  de pertes linéaires.

TABLE 2.1 – Tableau récapitulatif des mesures expérimentales dans les microfibres optiques, à la longueur d’onde de  $1550 \text{ nm}$ . Les valeurs en gras sont issues de la référence [37].

Quant aux seuils Brillouin présentés dans le même tableau, ils ont été calculés à partir de la relation  $P_{\text{seuil}} = 21KA_{\text{eff}} / (L_{\text{eff}}g_B)$ , avec  $K = 3/2$  [36]. Il était impossible de mesurer expérimentalement ces seuils Brillouin à cause du faible seuil de dommage des MFOs, évalué à environ 10 dBm. En effet, au delà de cette puissance optique, la lumière laser induit une dilatation conséquente de la zone de couplage entre la MFO et la SMF-28, défavorisant ainsi l'adaptation du mode optique. De plus, l'absorption à deux photons réduit la transmission des microfibres optiques dès lors que la puissance incidente se rapproche de 10 dBm. Néanmoins, l'ensemble de ces résultats expérimentaux révèlent bien les atouts que possèdent les MFOs chalcogénures  $\text{As}_2\text{Se}_3$  pour moduler la fréquence Brillouin et l'amplitude du pic de résonance par variation de la taille du cœur et des pertes optiques.

D'autre part, il est important de souligner que ces spectres Brillouin sont en réalité une intégrale globale de la rétro-diffusion Brillouin sur toute la longueur des MFOs. Bien qu'ils permettent de déterminer la fréquence Brillouin et d'estimer le gain, ces spectres ne donnent pas d'information sur l'uniformité de l'interaction Brillouin le long des MFOs; et pourtant, il s'agit là d'un paramètre fondamental lorsqu'on souhaite avoir une valeur précise du gain Brillouin. Kobayakov *et al.*, ont démontré par exemple que la courbe du gain Brillouin doit varier le moins possible le long d'une fibre optique afin de pouvoir être amplifiée au maximum [83]. Par exemple, si la fréquence Brillouin  $\nu_B$  est inhomogène le long de la fibre, de telle sorte qu'elle se décale à chaque fois d'une valeur supérieure à la largeur de la courbe de gain  $\Delta\nu_B$ , l'amplitude de l'onde Stokes ne peut pas subir d'amplification significative [13]. Ce qui entraîne une réduction (de l'amplitude) considérable de la courbe de gain Brillouin de la fibre optique [13]. Dans ce sens, une connaissance profonde de l'allure du spectre Brillouin le long des MFOs s'avère être cruciale pour les mesures plus précises du gain Brillouin. Afin d'avoir une signature spectrale locale, nous avons réalisé des mesures distribuées. Ces mesures ont été réalisées à l'EPFL<sup>5</sup>, sous la supervision du Pr. Luc Thévenaz lors de mon séjour scientifique en février 2015, dans le cadre d'un consortium financé par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) Française.

## 2.2/ CARTOGRAPHIE DU SPECTRE BRILLOUIN

La technique utilisée pour mesurer la courbe de gain Brillouin le long des microfibres optiques repose sur la corrélation de phase de deux signaux (pompe et sonde), contra-propagatifs. Cette technique a la particularité d'être non-destructrice et très sensible aux propriétés opto-acoustiques de la microfibre optique. Le principe de cette technique peut être décrit comme suit : on fait interagir dans la fibre à tester, une pompe et une sonde, toutes deux initialement modulées en phase de manière pseudo-aléatoire. L'onde acoustique, responsable de la diffusion Brillouin n'est excitée de manière significative

5. EPFL : École Polytechnique Fédérale de Lausanne, située à l'ouest de la Suisse.

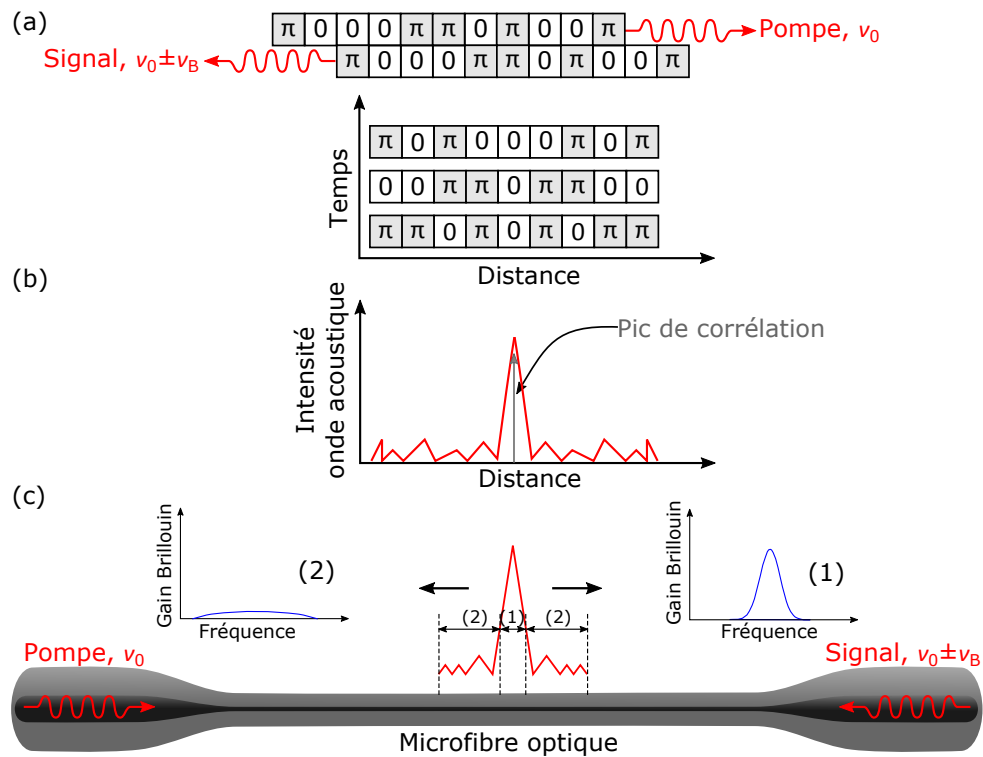


FIGURE 2.7 – Principe de fonctionnement de la mesure distribuée du spectre Brillouin par corrélation de phase. (a) phases des ondes pompe et signal dans le temps [84]; (b) profil de l'intensité de l'onde acoustique autour du pic de corrélation [84]; (c) profils de la courbe de gain dans la microfibre optique, associée à l'intensité de l'onde acoustique.

qu'à des points où les ondes pompe et sonde ont accumulé le plus de phases identiques [60,84,85]. À chacun de ces points correspond un pic de corrélation dont la largeur à mi-hauteur fixe la résolution spatiale [85]. Pour réaliser des mesures distribuées le long de la MFO, il suffit de déplacer les pics de corrélation avec un pas d'échantillonnage défini par la durée de la séquence pseudo-aléatoire [84]. Une représentation simplifiée de ce principe de mesure est illustrée sur la figure 2.7.

La figure 2.8 montre le montage expérimental permettant de réaliser des mesures distribuées le long de plusieurs échantillons de MFOs. Un laser continu de largeur spectrale  $\leq 1$  MHz, émettant à 1551,7 nm est initialement modulé en phase par une séquence pseudo-aléatoire de 1023 bits et divisé en deux signaux. Le signal servant de sonde est ensuite modulé autour de 7,9 GHz, sur une plage d'environ 150-200 MHz, grâce à un modulateur d'intensité. Cette sonde est enfin injectée dans la MFO avec une faible puissance optique (environ 2 dBm). L'autre signal servant de pompe est pulsé (durée  $\tau$  de 200 ns et une période  $T$  de 2  $\mu$ s) grâce à un amplificateur optique à semi-conducteur, déclenché par un générateur d'impulsions. Le signal issu de cet amplificateur est ensuite amplifié par un EDFA<sup>6</sup> avant d'être injecté à l'autre extrémité de la MFO, par l'intermédiaire d'un circulateur optique. Le signal rétro-diffusé est analysé et enregistré par un dispositif d'ac-

6. EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier) est un amplificateur de signaux optiques.

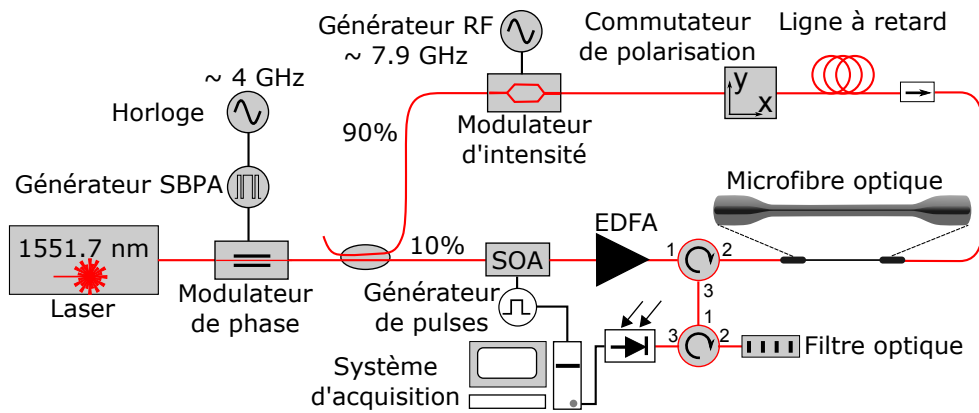


FIGURE 2.8 – Montage expérimental utilisé pour la mesure distribuée des spectres Brillouin par corrélation de phase. SBPA : Séquence Binaire Pseudo-Aléatoire ; SOA (semiconductor optical amplifier) : amplificateur optique à semi-conducteur ; EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier) : amplificateur de signaux optiques ; RF : Radio Fréquence.

quisition automatique. La ligne à retard introduite dans le montage permet d'augmenter la distance de séparation des pics de corrélations générés dans le montage [85]. La distance entre deux pics de corrélation adjacents est donnée par la relation (2.3) [59] :

$$Z = N\Delta Z = N\frac{1}{2}v_g T_{\text{délai}}, \quad (2.3)$$

où  $N$  est le nombre de bits de la séquence pseudo-aléatoire ;  $v_g$  est la vitesse de groupe ;  $\Delta Z$  est la largeur à mi-hauteur du pic de corrélation et  $T_{\text{délai}}$  est la durée de la séquence pseudo-aléatoire. Pour nos mesures, nous avons paramétré le dispositif expérimental de manière à avoir  $Z \approx 10$  m et  $\Delta Z \approx 1$  cm. Ce réglage implique qu'il n'existait qu'un seul pic de corrélation à la fois dans les MFOs lors de la mesure, car les MFOs mesurent 13 cm de longueur. La résolution spatiale était de 9 mm, fixée par la largeur à mi-hauteur du pic de corrélation.

Grâce au montage de la figure 2.8 nous avons pu cartographier les spectres Brillouin le long de plusieurs MFOs de différents diamètres. Les résultats sont présentés sur la figure 2.10 en fausses couleurs, avec un pas d'échantillonnage inférieur à 1,23 cm. Ces résultats révèlent la très grande homogénéité des propriétés opto-acoustiques dans ces microfibres optiques. D'une part, on note une faible dispersion de la fréquence Brillouin le long des microfibres optiques et d'autre part, une conservation de la largeur des pics de résonance. Cette dispersion est seulement de 24 MHz pour la MFO de 1,25  $\mu\text{m}$  et de 12,3 MHz pour celle de 1,45  $\mu\text{m}$ .

Toujours à partir de ces cartographies, nous avons pu vérifier l'uniformité géométrique des MFOs testées en partant de la relation (2.4), qui découle de la formule (2.1).

$$d_c = \frac{v_B \lambda_P}{2av_L} - b, \quad (2.4)$$

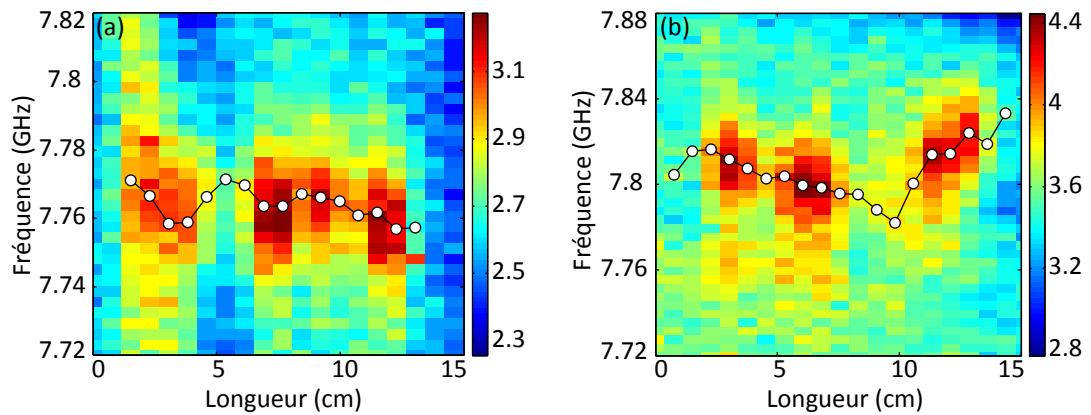


FIGURE 2.9 – Mesures distribuées dans deux échantillons de microfibre optique en verre  $\text{As}_2\text{Se}_3$ ; (a) MFO 1 :  $d_c = 1,25 \mu\text{m}$ , (b) MFO 2 :  $d_c = 1,45 \mu\text{m}$ .

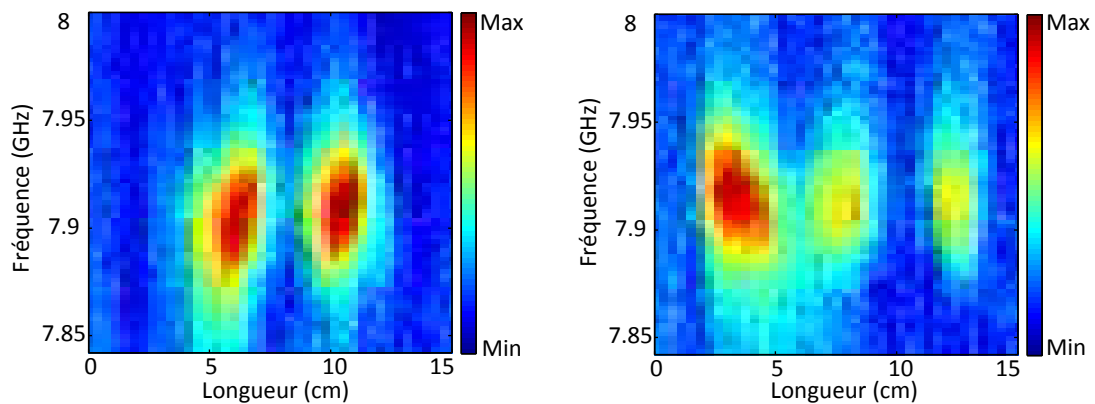


FIGURE 2.10 – Mesures distribuées du spectre Brillouin dans une microfibre optique  $\text{As}_2\text{Se}_3$ -PMMA, pour deux états de polarisation linéaire du signal. Ces états de polarisation sont orthogonaux entre eux. Le diamètre du cœur de la microfibre mesure  $1,65 \mu\text{m}$ .

où  $a$  et  $b$  sont des constantes, obtenues en calculant l'indice effectif des microfibres optiques par éléments finis, avec une variation maximale du diamètre de 10% [49]. Pour la MFO 1 :  $a = 0,209$  et  $b = 2,410$ , pour la MFO 2 :  $a = 0,137$  et  $b = 2,807$ .  $v_L = 2250 \text{ m/s}$  [79];  $\lambda_P = 1550 \text{ nm}$ . En considérant l'étendue des fréquences de résonances  $\delta\nu_B = \nu_{B\text{Max}} - \nu_{B\text{Min}}$  comme incertitude sur la fréquence Brillouin  $\nu_B$  de la MFO, on arrive à une homogénéité respective de 98 % et de 92 % pour les MFOs 1 et 2. Ces résultats sont confirmés par d'autres mesures effectuées à l'université Mc Gill en utilisant un système d'imagerie optique. Cette grande homogénéité des MFOs testées confirme que ces échantillons seraient adéquats pour la fabrication des lasers Brillouin. Une cavité laser Brillouin est basée sur l'amplification d'un signal Brillouin. Par conséquent, il est nécessaire d'avoir une bonne uniformité des propriétés opto-acoustiques le long de la fibre optique (ou microfibre optique) afin d'assurer l'amplification d'un seul et même signal Brillouin [83]. Nous avons également pu mesurer la biréfringence des microfibres optiques grâce à des mesures en fonction de l'état de polarisation du signal. Pour cela,

nous avons fait l'acquisition de deux spectres pour deux polarisations linéaires et orthogonales du signal. Nous avons mesuré une longueur de battement de 4 cm pour une MFO de  $1,65 \mu\text{m}$  de diamètre, soit une birefringence modale de  $3,88 \times 10^{-5}$  [49].

## 2.3/ MESURE DU GAIN BRILLOUIN

Les travaux présentés dans les précédents paragraphes de ce chapitre nous ont permis de conclure sur la bonne efficacité et homogénéité des MFOs étudiées, en terme de propriétés opto-acoustiques et même de géométrie. Toutefois, nous avons confronté les valeurs du gain Brillouin obtenues par l'intermédiaire des largeurs à mi-hauteur, à d'autres obtenues par la technique de mesure *pompe-sonde*. Cette technique permet de mesurer directement le gain Brillouin contrairement à la précédente qui utilise la largeur à mi-hauteur du pic de résonance.

### 2.3.1/ PRINCIPE DE MESURE

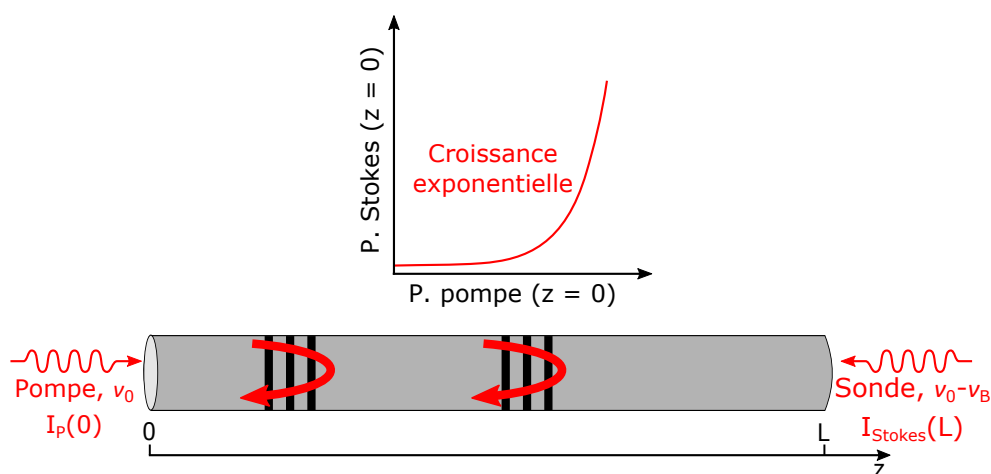


FIGURE 2.11 – Principe de fonctionnement de la technique *pompe-sonde* dans une fibre optique de longueur  $L$ . Dans notre cas, les faisceaux incidents pompe et sonde sont continus.

La méthode de mesure repose sur l'amplification d'une sonde contra-propagative à une pompe, dans un tronçon de microfibre optique. Cette sonde est un signal optique de faible puissance et de fréquence  $\nu_0 - \nu_B$  (fréquence de la composante Stokes des raies issues du processus de rétro-diffusion Brillouin).  $\nu_0$  est la fréquence de la pompe et  $\nu_B$  la fréquence Brillouin associée à la microfibre optique à caractériser. Au cours de la propagation, la sonde reçoit de l'énergie issue de l'interaction entre la pompe et les ondes acoustiques, via l'électrostriction, contribuant ainsi à son amplification [80]. L'intensité de la sonde (signal Stokes) subit alors une croissance exponentielle, en fonction de la puissance incidente et de longueur de la fibre. Cette dépendance est gouvernée par

l'équation suivante [13] :

$$I_S(0) = I_S(L) \exp [g_B I_P(0) L_{\text{eff}} - \alpha L]. \quad (2.5)$$

L'équation (2.5) donne l'intensité  $I_S$  de la sonde après sa propagation dans une fibre optique de longueur  $L$ , en fonction de l'intensité de pompe  $I_P$ , du gain Brillouin  $g_B$  (constant) et des pertes linéaires  $\alpha$ . La longueur effective  $L_{\text{eff}}$  définie par :  $L_{\text{eff}} = (1 - \exp(-\alpha L)) / \alpha$  [13]. Sur la figure 2.11, nous illustrons le principe de fonctionnement de cette technique de mesure du gain Brillouin.

### 2.3.2/ MONTAGE EXPÉRIMENTAL ET RÉSULTATS DE MESURES

Pour réaliser ces mesures de gain Brillouin, nous avons mis en place le montage expérimental illustré sur la figure 2.12. Un laser continu de faible largeur spectrale ( $\sim 45$  kHz) et émettant à la longueur d'onde de 1549,9 nm est séparé en deux faisceaux. Le premier faisceau servant de pompe est initialement amplifié par un EDFA à cause de sa faible puissance (1 dBm) avant d'être injecté dans la microfibre optique à tester par l'intermédiaire d'un circulateur optique. Le contrôleur de polarisation CP 1 placé en amont permet de modifier l'état de la polarisation incidente dans la MFO. 1% de la puissance de pompe est prélevé via un coupleur 99/1 afin d'évaluer la puissance incidente dans la MFO. Le second faisceau servant de sonde est modulé en fréquence à l'aide d'un modulateur électro-optique commandé par un générateur RF, avant d'être injecté à l'autre extrémité de la microfibre optique. Par ailleurs, il est important de préciser que la porteuse de la sonde est supprimée grâce à une tension continue, appliquée sur le modulateur électro-optique. Le contrôleur de polarisation CP 2 placé avant le modulateur d'intensité permet d'orienter la polarisation du laser suivant l'axe optique du modulateur ayant le plus fort coefficient électro-optique. Ce réglage assure un bon taux de modulation. Un autre contrôleur de polarisation CP 3, est disposé juste avant l'entrée de la microfibre optique pour aligner l'état de polarisation de la sonde suivant celle de la pompe. Le maximum de gain est atteint lorsque les états de polarisation entre la pompe et la sonde sont identiques et alignés [86, 87]. Le signal Brillouin rétro-diffusé est récupéré au niveau du port 3 du circulateur et filtré par un filtre de Bragg de 10 GHz de bande passante. Cette opération de filtrage ne laisse passer que la composante Stokes du signal Brillouin (celle à la fréquence  $\nu_0 - \nu_B$ ). Ensuite, ce signal issu du filtre de Bragg est mesuré et analysé respectivement par le puissance-mètre 2 et l'analyseur<sup>7</sup> de spectre optique. Notre analyseur de spectre possède une résolution spectrale de 20 MHz. La mesure du gain Brillouin de la microfibre optique se fait en deux étapes. Une première étape consiste à mesurer la puissance Stokes rétro-diffusée en fonction de la puissance de pompe couplée dans la MFO. La seconde étape consiste à réaliser un ajustement exponentiel de la distribution

7. L'analyseur de spectre est un Apex AP2040 A, qui opère dans la bande C des télécommunications optiques avec une résolution fréquentielle de 20 MHz.

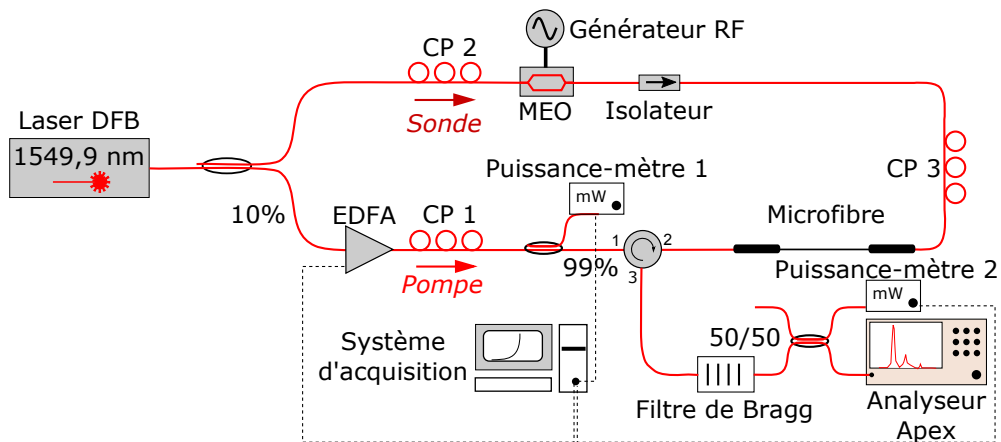


FIGURE 2.12 – Montage expérimental *pompe-sonde*. CP : contrôleur de polarisation; MEO : modulateur d'intensité électro-optique.

des points obtenus, à partir de l'équation (2.5). De l'argument de la fonction exponentielle, nous avons extrait la valeur du gain Brillouin  $g_B$ .

La précision de cette technique de mesure dépend fortement de la bonne maîtrise de certains paramètres de la sonde, tels que sa puissance optique, sa dynamique spectrale (rapport d'amplitude entre la pompe et les bandes latérales) et son état de polarisation par rapport à la pompe. En effet, pour éviter la saturation de l'interaction ainsi que la déplétion de la sonde, il faut en moyenne une sonde dont la puissance n'excède pas le millième de celle de la pompe [21]. Quant à la polarisation, elle doit avoir le même alignement et le même état que celui de la pompe afin de pouvoir garantir une efficacité maximale de la diffusion Brillouin [87–89].

Après la réalisation du montage expérimental, la première étape a consisté à vérifier sa fiabilité. Par conséquent, nous avons au préalable mesuré le gain Brillouin d'une fibre optique standard de télécommunication, faisant 227 m de longueur. La valeur du gain Brillouin des fibres SMFs-28 est bien connue dans la littérature et varie en moyenne entre  $1,3 \times 10^{-11}$  m/W [77] et  $5 \times 10^{-11}$  m/W [13] à la longueur d'onde de 1550 nm. Cette plage de variation est due au fait que le gain Brillouin dépend du dopage en germanium et/ou de la géométrie de la fibre optique. Cette première expérience de calibration nous a permis d'avoir une maîtrise de la puissance de sonde à utiliser, ainsi que du taux de contraste à avoir entre la pompe et les bandes latérales constituant le signal sonde. Sur la figure 2.13 sont représentés les résultats de mesures dans la fibre optique testée. Comme on peut le voir sur la figure 2.13(c), une approximation exponentielle des points de mesures, avec l'équation (2.5), nous a permis de déduire un gain Brillouin de  $1,47 \times 10^{-11}$  m/W. Cette valeur est sensiblement égale à celles qu'on retrouve dans la littérature [77]. Nous avons effectué une ultime comparaison de notre mesure du gain Brillouin à la valeur trouvée par calcul à partir de la relation (1.25), qui tient compte de la largeur à mi-hauteur du pic de résonance. Le spectre ayant un pic principal à 10,844 GHz et un autre à 10,889 GHz, nous avons considéré une Lorentzienne qui ajuste uniquement



la résonance à 10,844 GHz, pour l'extraction de la largeur à mi-hauteur à utiliser dans le calcul. Car c'est à cette fréquence (10,844 GHz) que nous avons stimulé la rétro-diffusion. Nous avons trouvé un gain Brillouin de  $2,48 \times 10^{-11}$  m/W, pour une largeur à mi-hauteur de 28 MHz. L'écart entre les valeurs des deux méthodes de mesure vient de la surestimation du gain Brillouin lorsqu'il est calculé à partir de la largeur à mi-hauteur. Néanmoins, ces valeurs sont du même ordre de grandeur et assez proches.

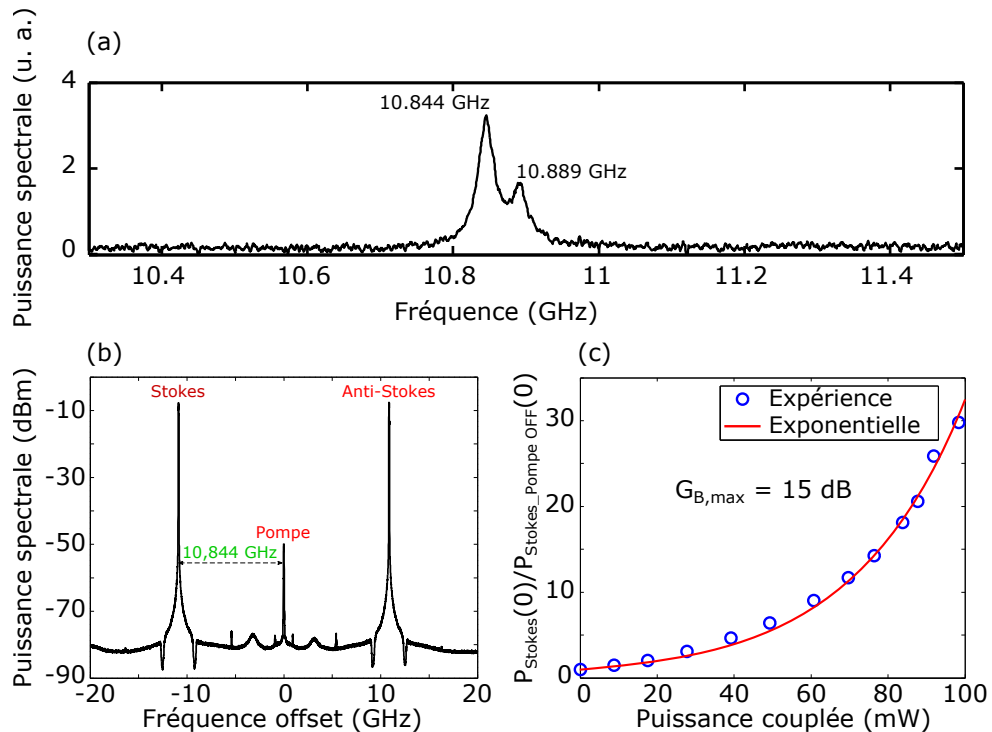


FIGURE 2.13 – Mesure du gain Brillouin par pompe-sonde dans une fibre optique standard de télécommunication de 227 m de long, à 10,844 GHz. (a) Spectre Brillouin mesuré par détection hétérodyne avec une puissance couplée de 13 dBm ; (b) spectre du signal servant de sonde ; (c) Évolution de la puissance Stokes rétro-diffusée normalisée, en fonction de la puissance couplée dans la fibre optique. La sonde est amplifiée de près de 15 dB après propagation dans la fibre optique.

Une fois le montage calibré, nous avons réalisé des mesures dans plusieurs échantillons de microfibre optique, en utilisant une sonde d'environ  $0,2 \mu\text{W}$  avec un contraste de plus de 30 dB entre la porteuse et les bandes latérales. Les résultats obtenus pour une MFO de  $1,05 \mu\text{m}$  de diamètre sont présentés sur la figure 2.14, où on peut voir la croissance exponentielle du signal Stokes. Un ajustement exponentiel des points de mesure a permis de déterminer un gain Brillouin  $g_{B,\text{exp}}$  de  $4 \times 10^{-9}$  m/W. Toujours sur la figure 2.14, nous présentons également le spectre Brillouin spontané de cette microfibre optique. On peut noter que ce spectre Brillouin n'est pas très uniforme et présente des oscillations. Cette irrégularité pourrait provenir de l'effet cavité induit par les réflexions de Fresnel aux deux interfaces entre le verre chalcogénure et la fibre SMF-28. Toutefois, un ajustement Lorentzien a permis d'approximer la largeur à mi-hauteur, à partir duquel nous avons

trouvé un gain Brillouin de  $4,92 \times 10^{-9}$  m/W. Ce gain Brillouin est très proche de la valeur mesurée par la technique de *Pompe-Sonde*. Les mesures réalisées dans d'autres microfibres optiques n'ont pas été concluantes, en l'occurrence celles ayant un diamètre de cœur de  $1,2 \mu\text{m}$  et  $1,8 \mu\text{m}$ . C'est probablement à cause des importantes pertes optiques, qui valent  $(10 \pm 1)$  dB pour chacune d'elles. Néanmoins, comme le montre les calculs numériques de la figure 2.15, nous aurions pu mesurer avec précision le gain Brillouin de ces microfibres, si sa valeur était supérieure à environ  $3 \times 10^{-9}$  m/W. Ceci parce qu'au delà de  $g_B = 3 \times 10^{-9}$  m/W, on peut constater que la puissance Stokes normalisée possède une allure exponentielle.

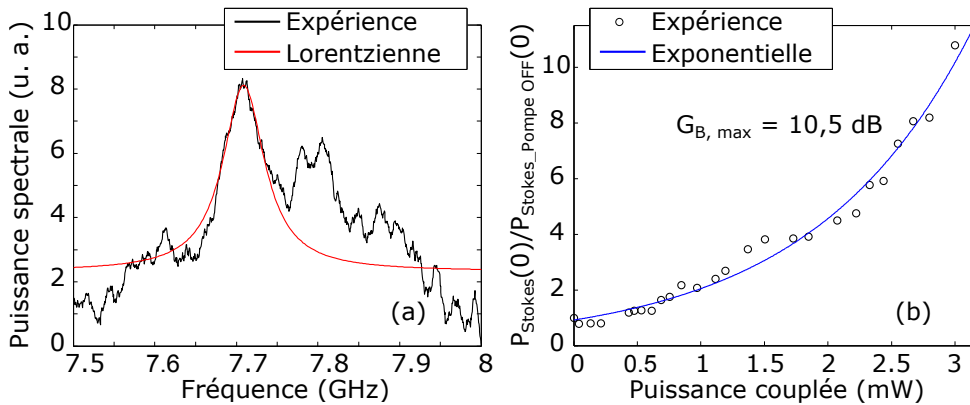


FIGURE 2.14 – Mesure du gain Brillouin par pompe-sonde dans une MFO de  $1,05 \mu\text{m}$  de diamètre à  $7,7089$  GHz. Les pertes d'insertion totales sont de  $6,4$  dB. (a) Spectre Brillouin mesuré par détection hétérodyne avec une puissance incidente de  $5$  dBm. La largeur à mi-hauteur de la Lorentzienne utilisée pour l'ajustement est de  $62,2$  MHz, soit un gain Brillouin  $g_B$  de  $4,92 \times 10^{-9}$  m/W; (b) Évolution de la puissance Stokes rétro-diffusée normalisée en fonction de la puissance couplée sans la MFO. Le gain  $g_{B, \text{exp}}$  extrait, est de  $4 \times 10^{-9}$  m/W.

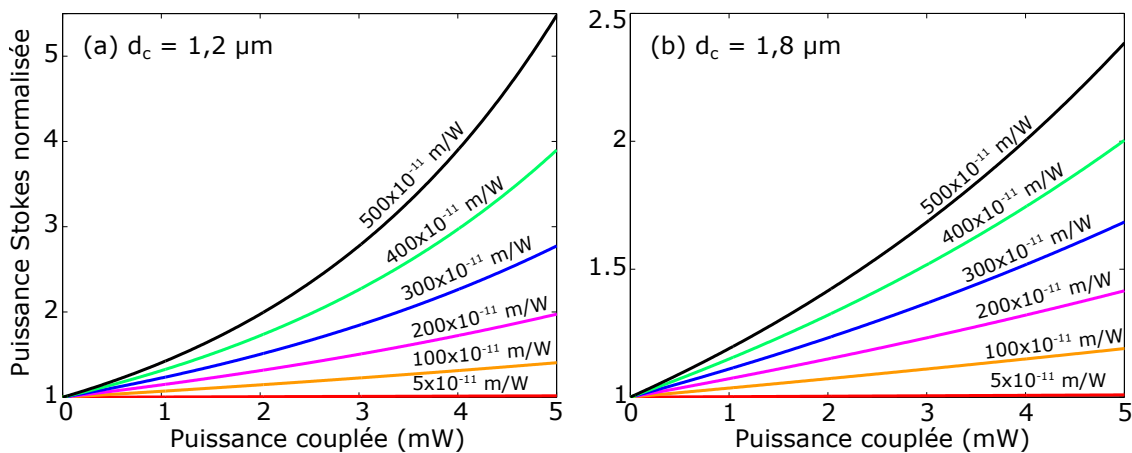


FIGURE 2.15 – Calculs numériques de la puissance Stokes rétro-diffusée en fonction de la puissance incidente et du gain Brillouin, en échelle linéaire. (a) MFO de  $1,2 \mu\text{m}$  de diamètre; (b) MFO de  $1,8 \mu\text{m}$  de diamètre. nous avons considéré  $10$  dB comme pertes optiques d'insertion totales. Cette valeur correspond à la mesure expérimentale.

Les résultats présentés jusqu'ici montrent bien que les MFOs chalcogénures possèdent un fort gain Brillouin et une grande uniformité des propriétés opto-acoustiques. Dans l'optique d'envisager son usage pour les capteurs de température et surtout de quantifier leur dérive en température, nous avons réalisé une étude en fonction de ce paramètre thermodynamique.

## 2.4/ SENSIBILITÉ À LA TEMPÉRATURE ET AUX CONTRAINTES MÉCANIQUES

La dépendance à la température et aux contraintes mécaniques de la rétro-diffusion Brillouin dans ces MFOs n'étant pas encore connue, nous avons réalisé une étude en fonction de ces paramètres. Au montage de détection hétérodyne, nous avons ajouté une enceinte contrôlée en température dans laquelle était plongé les microfibres optiques. Cette enceinte a été par la suite substituée par un banc d'étirage pour l'étude de la rétro-diffusion Brillouin en fonction de l'élongation mécanique  $\epsilon$ . Les montages expérimentaux sont illustrés sur la figure 2.16.

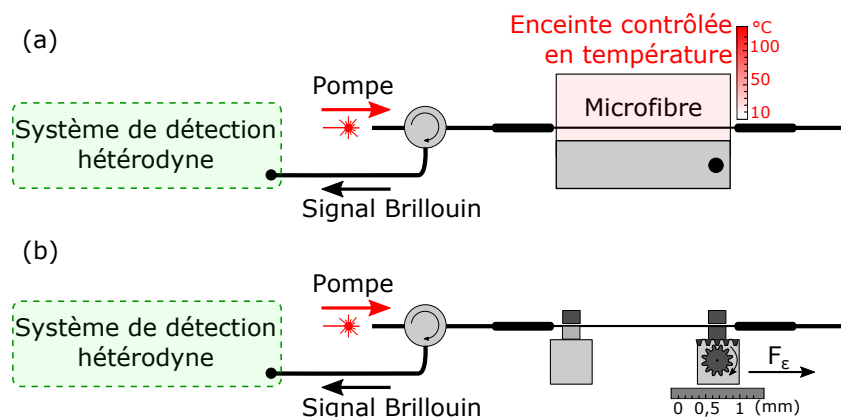


FIGURE 2.16 – Montage expérimental pour l'étude de l'effet de la température (a) et de l'élongation (b) sur le spectre Brillouin dans les MFOs.

Comme le montre les résultats sur la figure 2.17, on note une variation linéaire de la fréquence Brillouin aussi bien en fonction de la température que de l'élongation mécanique. En encarts, sont présentés les spectres Brillouin spontanés, correspondant aux fréquences Brillouin. Ces résultats étaient prévisibles, car la dépendance à la température  $T$  et à l'élongation mécanique  $\epsilon$  de la fréquence Brillouin est gouvernée par cette équation [90] :

$$\delta\nu_B = \nu_B - \nu_{B_0} = C_\epsilon \epsilon + C_T T, \quad (2.6)$$

avec  $C_\epsilon$  et  $C_T$  des coefficients qui relient respectivement la contrainte et la température à la fréquence Brillouin  $\nu_B$ ;  $\nu_{B_0}$  est la fréquence Brillouin de référence. Cependant, le sens de variation est décroissant. La pente associée aux mesures de la fréquence Brillouin

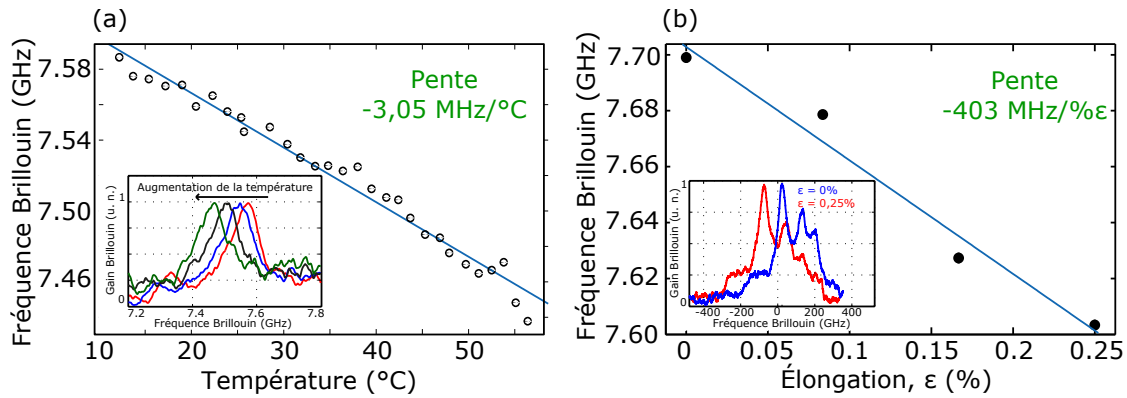


FIGURE 2.17 – (a) Sensibilité à la température de la fréquence Brillouin dans une microfibre optique en verre  $\text{As}_2\text{Se}_3$  de  $1 \mu\text{m}$  de diamètre ; (b) variation de la fréquence Brillouin dans une microfibre optique en verre  $\text{As}_2\text{Se}_3$  de  $1,05 \mu\text{m}$  de diamètre, en fonction des contraintes mécaniques. Les droites en bleu clair sont des courbes de tendance.

est de  $-3,05 \text{ MHz}/^\circ\text{C}$ , en fonction de la température et de  $-403 \text{ MHz}/\% \epsilon$  en fonction de l'élongation. Cette dynamique n'est pas très courante, elle est contraire à celle d'une fibre SMF-28 par exemple. En effet, des travaux similaires réalisés par Niklès *et al.* dans une fibre SMF-28, montrent une croissance de la fréquence Brillouin en fonction de la température et de l'élongation mécanique [80]. De plus, plusieurs autres types de fibres optiques unimodales, repertoriées par Mizumo *et al.*, présentent toutes aussi une dynamique semblable à celle d'une fibre SMF-28 [91]. Pour comprendre l'origine de ce sens de variation négatif, nous avons repris la théorie fondamentale sur l'effet thermo-optique et thermo-élastique dans une fibre optique.

Partant de l'équation (2.17), la variation de la fréquence Brillouin  $\nu_B$  en fonction de la température, à contrainte fixe, peut s'écrire comme suit :

$$\frac{d\nu_B}{dT} = \frac{\partial \nu_B}{\partial T} = \frac{\partial \nu_B}{\partial T} \Big|_c + \frac{\partial \nu_B}{\partial T} \Big|_g, \quad (2.7)$$

les deux termes de droite, désignent respectivement la variation de la fréquence Brillouin dans le cœur (de composition  $\text{As}_2\text{Se}_3$ ) et dans la gaine (constituée de PMMA) de la microfibre optique. Dans le cœur, nous pouvons décomposer la variation de la fréquence Brillouin comme suit :

$$\frac{\partial \nu_B}{\partial T} \Big|_c = \nu_B \left( \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} + \frac{1}{v_L} \frac{\partial v_L}{\partial T} \right), \quad (2.8)$$

avec  $\frac{\partial n}{\partial T} = 33,11 \times 10^{-6} / ^\circ\text{C}$ ,  $\frac{\partial v_L}{\partial T} = -154,10 \times 10^{-6} / ^\circ\text{C}$ ,  $n = 2,808$  et  $v_L = 2250 \text{ m/s}$ . La grandeur  $\frac{\partial n}{\partial T}$  est le coefficient thermo-optique [92]. Il s'agit de la variation de l'indice de réfraction associée à celle de la température, dans un milieu matériel [92]. La grandeur  $\frac{\partial v_L}{\partial T}$  désigne le coefficient thermo-acoustique [93]. Comme dans le cas de l'indice de réfraction, il s'agit de la variation de la vitesse acoustique longitudinale associée à celle de la température. De même, dans la gaine optique PMMA, la variation de la fréquence

Brillouin en fonction de la température peut s'écrire comme suit :

$$\left. \frac{\partial \nu_B}{\partial T} \right|_g = \frac{\partial \nu_B}{\partial \epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial T} \quad (2.9)$$

avec  $\frac{\partial \nu_B}{\partial \epsilon} = -4,06 \times 10^{11}$  Hz, obtenu à partir des mesures expérimentales représentées sur de la figure 2.17(b).  $\frac{\partial \epsilon}{\partial T}$  vaut  $4,6 \times 10^{-5}$  /°C et est calculé à partir de cette équation [94] :

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial T} = \frac{E_g A_g}{E_g A_g + E_c A_c} (\alpha_g - \alpha_c) ; \quad (2.10)$$

$E_i$ ,  $A_i$  et  $\alpha_i$  ( $i = c, g$ ) représentent respectivement le module d'Young, la surface de la section transversale et le coefficient d'expansion thermique du cœur en  $As_2Se_3$ , noté c (ou de la gaine PMMA, notée g).

Grandeurs	$E_c$ (GPa)	$E_g$ (GPa)	$A_c$ ( $\mu m^2$ )	$A_g$ ( $\mu m^2$ )	$\alpha_c$ ( $^{\circ}C^{-1}$ )	$\alpha_g$ ( $^{\circ}C^{-1}$ )
Valeurs	18,3 <sup>a</sup>	6 <sup>b</sup>	1	65	$22 \times 10^{-6}$ <sup>c</sup>	$68 \times 10^{-6}$ <sup>d</sup>

TABLE 2.2 – Paramètres mécaniques, thermiques et géométriques du cœur ( $As_2Se_3$ ) et de la gaine (PMMA). <sup>a</sup>Réf. [95], <sup>b</sup>Réf. [96], <sup>c</sup>Réf. [97], <sup>d</sup>Réf. [98].

En substituant les valeurs numériques dans l'équation (2.7), nous trouvons un coefficient théorique de  $-3,003$  MHz/°C, en excellent accord avec la mesure expérimentale. Ainsi, ce coefficient négatif provient de la compression qu'exerce la gaine PMMA sur le cœur de la microfibre.

Avec un raisonnement similaire au cas de la température, on peut définir la variation de la fréquence Brillouin en fonction de l'élongation (à température fixe) par cette équation :

$$\frac{\partial \nu_B}{\partial \epsilon} = \nu_B \left( \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial \epsilon} + \frac{1}{v_L} \frac{\partial v_L}{\partial \epsilon} \right), \quad (2.11)$$

mais n'ayant aucune information sur les valeurs des grandeurs  $\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial \epsilon}$  et  $\frac{1}{v_L} \frac{\partial v_L}{\partial \epsilon}$ , dans le verre chalcogénure  $As_2Se_3$ , nous n'avons pas pu effectuer de calculs théoriques.

## 2.5/ CONCLUSION DU CHAPITRE

Le but de ce chapitre était de démontrer le potentiel important que possède les microfibres optiques en verre de chalcogénure  $As_2Se_3$ , pour l'étude de la rétro-diffusion Brillouin. Nous avons montré que ces MFOs présentent à la fois un fort gain (150 à 250 fois supérieur à celui d'une fibre SMF-28 faisant 1 km de long) et une bonne accordabilité de la fréquence Brillouin, en fonction du diamètre. Moins de 4 mW de puissance optique ont suffi à mesurer les spectres Brillouin spontanés de ces microfibres optiques, en utilisant un laser continu. De même, nous avons cartographié l'uniformité

des microfibres optiques à partir d'un dispositif de mesure Brillouin par corrélation de phase. Nous avons également présenté la sensibilité à la température ( $-3,05 \text{ MHz}/^\circ\text{C}$ ) et à l'élongation mécanique ( $-403 \text{ MHz}/\% \epsilon$ ) de la fréquence Brillouin de ces MFOs. Par ailleurs, nous avons démontré que la gaine PMMA peut jouer le rôle d'amortisseur acoustique pour réduire l'efficacité de la diffusion Brillouin. De ces travaux, il en résulte la qualité et la convenance des microfibres optiques  $\text{As}_2\text{Se}_3$  pour des applications lasers ou micro-ondes.

Une autre exploration, encore plus poussée, montre que ces MFOs innove même sur le plan phénoménologique. Beugnot *et al.*, ont montré que ces MFOs pouvaient présenter un comportement d'anti-croisement sous certaines conditions [37].

## DIFFUSION BRILLOUIN DANS UNE FIBRE OPTIQUE MICROSTRUCTURÉE ET EFFILÉE

La forte dépendance de la diffusion Brillouin aux propriétés optiques, acoustiques et géométriques des fibres optiques inspire de nombreux travaux [7, 13], notamment ceux portant sur la mise en forme du spectre Brillouin [99] ou encore la suppression de la rétro-diffusion Brillouin [100–103]. L'objectif recherché étant d'arriver à une méthode passive, capable de contrôler le seuil d'apparition de la rétro-diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques, tout en conservant leurs propriétés intrinsèques. Ces propriétés intrinsèques sont entre autres : l'indice Kerr  $n_2$  ou encore les pertes optiques. À côté de cela se positionne aussi le désir de comprendre la dynamique de la diffusion Brillouin dans fibres optiques spéciales (fibres optiques microstructurées, à géométrie variante et autres). La littérature abonde en travaux dans ce sens [91, 101–104], avec même des dynamiques innovantes sur le plan fondamental, comme par exemple la possibilité de générer un spectre Brillouin multi-pics dès lors que l'on se sert d'une fibre optique à petit cœur [31, 33]. Les fibres optiques à petit cœur (diamètre du cœur de l'ordre du micromètre) offrent à la fois un fort confinement des champs électriques (ondes lumineuses) et acoustiques, ainsi que la génération d'une nouvelle famille d'ondes acoustiques dites hybrides [31]. Ces ondes acoustiques hybrides possèdent des propriétés différentes de celles qui sont à modes purement transverses ou longitudinales. Dès lors, l'excitation des ondes acoustiques hybrides par fort confinement est un autre moyen pour exploiter la diffusion Brillouin.

Dans ce chapitre, nous combinons fort confinement et variation longitudinale de la microstructure, afin d'explorer leur influence sur la diffusion Brillouin. Pour cela, une fibre optique microstructurée (FOM) dont le diamètre du cœur varie linéairement de  $2,04 \mu\text{m}$  à  $0,8 \mu\text{m}$ , sur 124 m de longueur, a été spécialement fabriquée pour nos expériences. Cette fibre optique effilée, faite de silice, a été élaborée au laboratoire PhLAM de l'université de Lille 1, sous la supervision de A. Kudlinski. Nous commençons ce chapitre par une description détaillée de la FOM effilée. Ensuite, nous présentons les résultats expérimentaux

et numériques obtenus.

### 3.1/ PARAMÈTRES OPTO-GÉOMÉTRIQUES DE LA FIBRE OPTIQUE

La figure 3.1 illustre la variation du diamètre extérieur de la FOM effilée, en fonction de sa longueur. La courbe a été obtenue par mesures optiques, grâce à un système d'imagerie qui enregistre automatiquement le profil de la fibre optique au cours de la fabrication. Pour arriver à cette FOM effilée, une préforme de fibre optique microstructurée a été introduite dans une tour de fabrication de fibres optiques. La préforme a ensuite été étirée à vitesse modulée, de manière à passer linéairement d'un diamètre extérieur de  $204 \mu\text{m}$ , à  $80 \mu\text{m}$ . Le rapport homothétique  $H^1$ , entre les deux extrémités est de 0,4. Sur l'image MEB de la section transversale de cette FOM, on peut y distinguer deux trous d'air à diamètre plus grand que celui du reste des trous. Cette différence de diamètre induit une anisotropie géométrique à l'origine de la forte biréfringence de phase de la FOM. La valeur moyenne de cette biréfringence a été estimée à  $4,3 \times 10^{-3}$ . Cette biréfringence de phase  $B_m$  étant définie par :

$$B_m = |n_x - n_y|, \quad (3.1)$$

où  $n_x$  et  $n_y$  sont les indices effectifs de deux modes optiques polarisés orthogonalement l'un par rapport à l'autre [13]. L'axe le long duquel l'indice effectif a la plus grande valeur est appelé *axe lent*, car la vitesse de groupe est plus faible. Pour la même raison, l'axe le long duquel l'indice effectif est plus faible est appelé *axe rapide* [13].

L'évolution de l'indice effectif et de la biréfringence de la fibre optique sont représentés sur la figure 3.2. On note une augmentation de l'indice effectif en fonction du diamètre du cœur, due au fait que le mode optique est de plus en plus localisé dans le cœur de la fibre. La biréfringence quant à elle, possède une dynamique opposée. Plus le cœur est gros, moins le mode optique est sensible à l'anisotropie optique, induit par les trous d'air environnant. Par conséquent, il y a une baisse de la biréfringence. Le point d'inflexion autour de  $0,9 \mu\text{m}$  de diamètre provient du fait qu'en deçà de cette taille il y a une fuite de l'énergie optique dans les trous. Le tableau 3.1 répertorie les paramètres opto-géométriques de la FOM. Les pertes linéaires indiquées ont été mesurées avec un Réflectomètre<sup>2</sup> optique et vérifiées expérimentalement par une mesure de transmission optique, en fonction de la puissance incidente.

La connaissance de ces paramètres opto-géométriques permet de déduire aisément la plage d'existence de la fréquence Brillouin, pour cette FOM. À partir de la relation (2.1), qui donne la fréquence Brillouin en fonction de l'indice effectif, on trouve une plage spectrale allant de 9,81 à 10,75 GHz [72]. Pour ce calcul nous avons considéré la vitesse

1.  $H$  est le rapport entre le diamètre extérieur à la fin de la fibre optique et celui au début de la fibre optique.

2. Un Réflectomètre optique est un appareil opto-électronique permettant de mesurer les pertes optiques dans un réseau de communication par fibres optiques.



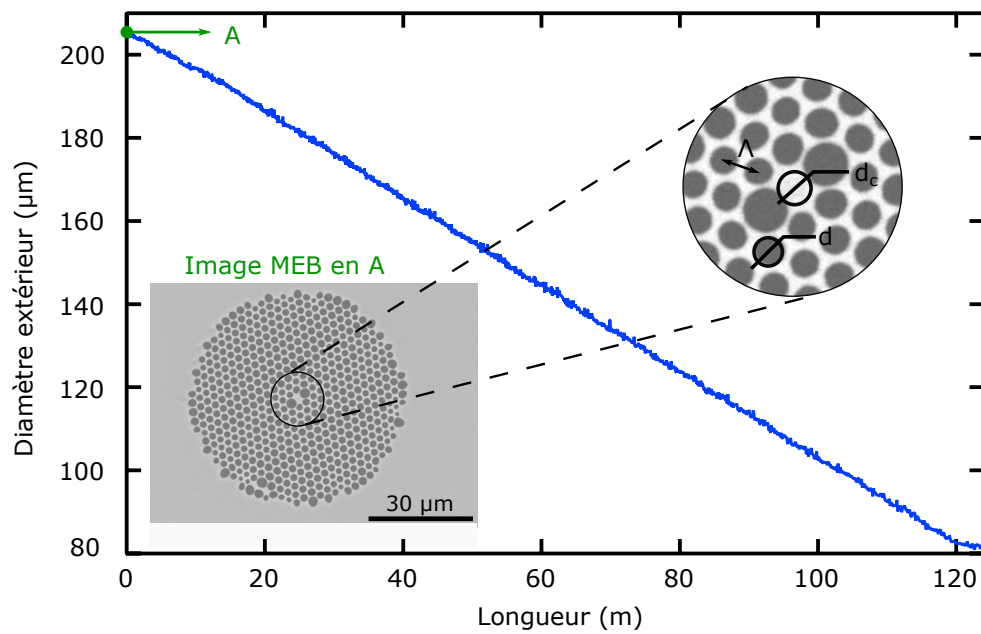


FIGURE 3.1 – Variation du diamètre extérieur de la fibre microstructurée, en fonction de sa longueur. En encart, il s’agit d’une image MEB de la section transverse au point A. Le point A étant l’extrémité de la fibre optique au plus gros diamètre extérieur.

Paramètres opto-géométriques		
Longueur (m)	124	
$\alpha$ (dB/m)	0,104	
Extrémités	Début, (A)	Fin, (B)
$d_c$ ( $\mu\text{m}$ )	2,04	0,8
$n_{\text{eff}}$ (axe lent)	1,4023	1,2807
$A_{\text{eff}}^*$ ( $\mu\text{m}^2$ )	5,07	2,5

TABLE 3.1 – Paramètres opto-géométriques de la fibre optique microstructurée à 1550 nm de longueur d’onde optique.  $A_{\text{eff}}^*$  est l’aire effective du mode optique polarisé suivant l’axe neutre lent.

acoustique longitudinale dans la silice ( $v_L = 5960$  m/s) [13] et 1550 nm comme longueur d’onde de pompe optique.

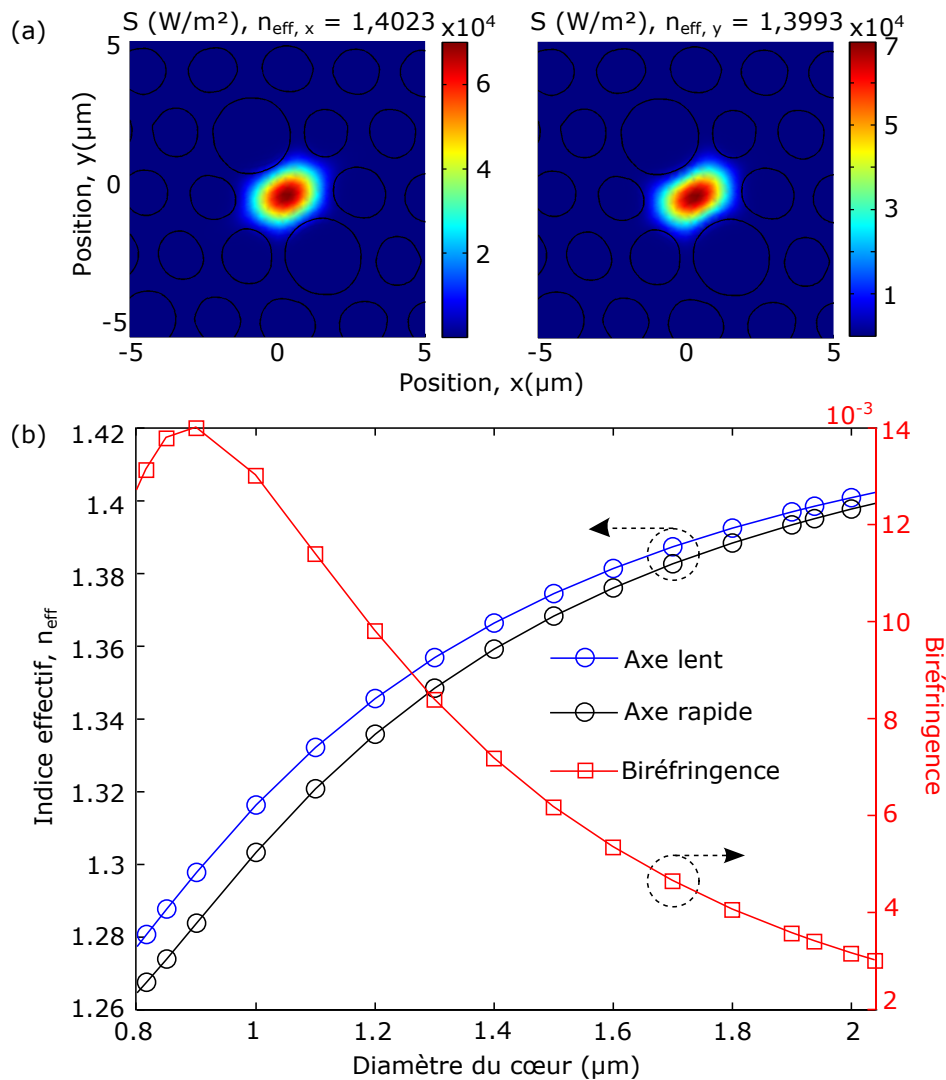


FIGURE 3.2 – (a) Module normalisé du vecteur de Poynting, associé aux modes optiques au point A de la fibre optique effilée ; (b) Variation de l'indice effectif et de la biréfringence en fonction du diamètre de cœur de la fibre optique effilée, à 1550 nm de longueur d'onde.

## 3.2/ ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA RÉTRO-DIFFUSION BRILLOUIN

### 3.2.1/ ÉTAT DE POLARISATION DE LA SOURCE LASER

L'étude expérimentale de la rétro-diffusion Brillouin dans une fibre optique passe incontestablement par la mesure du spectre Brillouin. Cette mesure permet de remonter à certaines propriétés opto-acoustiques de la fibre optique, comme le gain ou encore le seuil Brillouin (cf. chapitre 2). Pour mesurer les spectres Brillouin, nous avons employé un montage basé sur la détection hétérodyne (cf. chapitre 2). Cependant, la fibre optique effilée étant très biréfringente ( $B_{m, \text{moyenne}} = 4,3 \times 10^{-3}$ ), nous avons utilisé une source laser continue et polarisée linéairement. Fondamentalement, qu'est-ce qui justifie le choix de cette source laser polarisée ? En réalité, tout part de l'efficacité de détection

du phénomène. Dans un système de mesure hétérodyne comme celui que nous allons utiliser, la mesure du spectre Brillouin se fait après battement entre le signal Brillouin et la pompe. Dès lors, on peut facilement comprendre que le signal résultant de ce battement est maximal si les signaux Brillouin et pompe possèdent le même état de polarisation (même forme, même orientation et même sens). Autrement dit, l'amplitude de la courbe du gain Brillouin peut être modulée à partir de l'état de la polarisation incidente dans un guide optique [105]. L'effet de la polarisation sur l'efficacité de la diffusion Brillouin a déjà fait l'objet de nombreux travaux, d'autant plus que son influence dépend également du degré de biréfringence modale et du principe de détection utilisé [80, 88, 89, 106]. Par exemple, dans une fibre SMF-28, réputée pour avoir une faible biréfringence modale, la polarisation influence suffisamment l'amplitude de la courbe du gain Brillouin (mesurée par détection hétérodyne ou par la technique pompe-sonde). Horigushi *et al.* ont montré une fluctuation de 10 à 20% du gain Brillouin, dans une fibre optique unimodale à basse biréfringence [106]. En faisant abstraction de ces fluctuations, on peut considérer que le gain Brillouin d'une fibre optique, mesuré en se servant d'un laser non polarisé, est une valeur moyenne [88, 89]. Il ne s'agit en aucun cas de la valeur absolue du gain Brillouin. À partir de l'analyse de deux mesures successives de la courbe du gain Brillouin, en fonction de la polarisation, Niklès *et al.* ont pu supprimer l'influence de la polarisation sur la valeur du gain Brillouin [80]. Dans ce sens, pour exalter au maximum la détection du signal Brillouin dans notre configuration, il devient capital de tenir compte de la polarisation et de la biréfringence des fibres optiques. Ainsi, la courbe de gain Brillouin est pondérée par un coefficient d'efficacité. Ce coefficient d'efficacité communément noté  $\eta$ , quantifie le recouvrement des polarisations, dans le guide optique [86]. C'est un coefficient d'efficacité de mixage, qui varie entre 0 et 1. Pour deux signaux optiques copropagatifs, de vecteurs de Stokes<sup>3</sup>  $\vec{S}_a$  et  $\vec{S}_b$ ,  $\eta$  est défini par [86] :

$$\eta_{\Rightarrow} = \frac{1}{2} \vec{S}_a \vec{S}_b = \frac{1}{2} (1 + S_{a1}S_{b1} + S_{a2}S_{b2} + S_{a3}S_{b3}) ; \quad (3.2)$$

et pour des signaux contrapropagatifs :

$$\eta_{\Leftarrow} = \frac{1}{2} \vec{S}_a \vec{S}_b = \frac{1}{2} (1 + S_{a1}S_{b1} + S_{a2}S_{b2} - S_{a3}S_{b3}). \quad (3.3)$$

Le coefficient  $\eta$  prend une valeur maximale lorsque les états de polarisation des signaux copropagatifs sont identiques [86]. C'est aussi le cas pour le gain Brillouin. La FOM effilée dont nous disposons pour notre étude, possède une forte biréfringence modale. Elle peut-être assimilée à une fibre optique à maintien de polarisation. Cette particularité impose la bonne maîtrise de l'état de polarisation des signaux Brillouin et pompe. L'usage d'un laser à polarisation linéaire contrôlée, permet d'explorer l'interaction Brillouin suivant les axes neutres de la fibre optique, et aussi de maximiser (ou minimiser) l'amplitude de la courbe du gain.

---

3. Le vecteur de Stokes est un vecteur dont les coefficients permettent de décrire l'état de polarisation d'une onde électromagnétique.

## 3.2.2/ DYNAMIQUE DU SPECTRE BRILLOUIN

Le montage expérimental réalisé pour mesurer les spectres Brillouin est représenté sur la figure 3.3. Une source laser<sup>4</sup> continue, faisant environ 300 kHz de largeur spectrale, et émettant à la longueur d'onde de 1550,02 nm est séparée en deux faisceaux par un coupleur 90/10. Ce laser possède un état de polarisation linéaire. Le premier faisceau est amplifié par un amplificateur optique avant d'être injecté dans la FOM effilée par l'intermédiaire d'un circulateur. Une fibre optique à haute ouverture numérique (HNA), soudée à l'extrémité de la FOM permet de couplée la lumière avec des pertes d'insertion d'environ 2,5 dB. Le contrôleur de polarisation placé en amont permet de faire varier l'orientation de la polarisation incidente par rapport aux axes neutres de la fibre optique microstructurée. Un puissance-mètre placé à la fin de la FOM permet de mesurer la puissance transmise. La mesure du puissance-mètre sert aussi à s'assurer qu'il n'y ait pas de fluctuations significatives de la puissance transmise lorsque l'orientation de la polarisation varie. Le second faisceau est utilisé pour réaliser un battement optique avec le signal rétro-diffusé. Le signal de battement issu du port à 10 % du coupleur 90/10, est converti en signal électrique avant d'être analysé par un analyseur de spectre électrique<sup>5</sup> à haute résolution. L'amplificateur électrique placé avant l'analyseur permet d'améliorer la dynamique de la trace mesurée, grâce aux 20 dB de gain qu'il apporte au signal électrique.

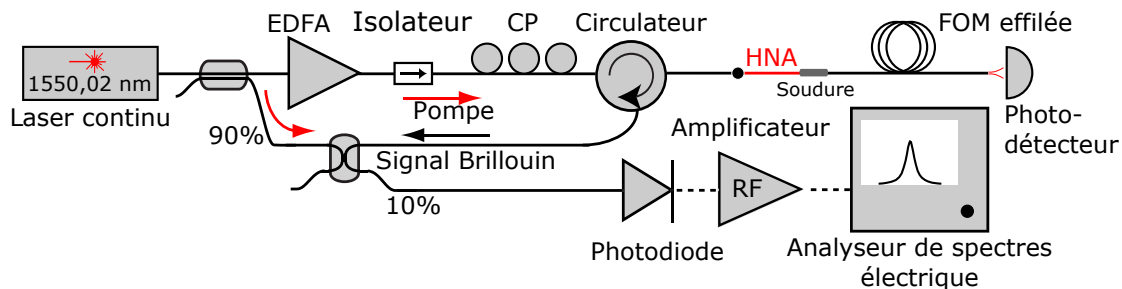


FIGURE 3.3 – Montage expérimental utilisé pour la mesure des spectres Brillouin. EDFA : Erbium Doped fiber Amplifier ; CP : Contrôleur de polarisation ; fibre HNA (High Numerical Aperture fiber) : fibre à haute ouverture numérique.

Nous avons commencé notre étude par la mesure du spectre Brillouin associé au signal rétro-diffusé, en fonction de l'orientation de l'état de polarisation. La figure 3.4 montre les résultats obtenus pour deux orientations orthogonales d'un état de polarisation linéaire. On note un décalage  $\delta\nu_{B, \text{exp}}$  entre les différents maxima des deux spectres. Nous avons attribué ce décalage à la biréfringence de la FOM, car à partir de cette relation  $B_{m, \text{exp}} = \lambda\delta\nu_{B, \text{exp}}/2v_L$  (avec  $\lambda = 1550$  nm et  $v_L = 5960$  m/s), qui découle de la formule (1.9), on retrouve une biréfringence modale  $B_{m, \text{exp}}$  qui s'accorde bien avec les

4. La source laser est de type DFB (Distributed Feedback Laser), accordable dans la bande C des Télécommunications, et fabriquée par Apex Technologies.

5. L'analyseur de spectres électrique est de marque Rhode and Schwarz. La bande passante va de 2 Hz à 26,5 GHz.

calculs théoriques. Cette comparaison est présentée sur la figure 3.5. Par l'intermédiaire de la biréfringence  $B_{m, \text{exp}}$ , nous avons également pu déduire le diamètre du cœur  $d_{c, \text{exp}}$  correspondant. La connaissance de  $d_{c, \text{exp}}$  permet de mieux apprécier la section longitudinale de la fibre optique qui contribue à l'observation d'un pic de résonance. Cette influence de la polarisation sur le spectre Brillouin s'accorde bien avec les travaux de Minardo et *al.*, publiés en 2008. Pareillement, ils avaient observé un décalage Brillouin de 81 MHz entre deux spectres Brillouin, mesurés avec des états de polarisation orthogonaux, dans une fibre optique à haute biréfringence [107]. La légère baisse d'amplitude de la courbe du gain Brillouin, lorsque la polarisation est orientée suivant l'axe rapide, peut-être due à l'absence d'un contrôleur de polarisation sur le second faisceau pompe. Il n'est donc pas garanti que les polarisations des signaux Brillouin et pompe soient colinéaires, et ceci encore moins dans le cas de la polarisation suivant l'axe lent.

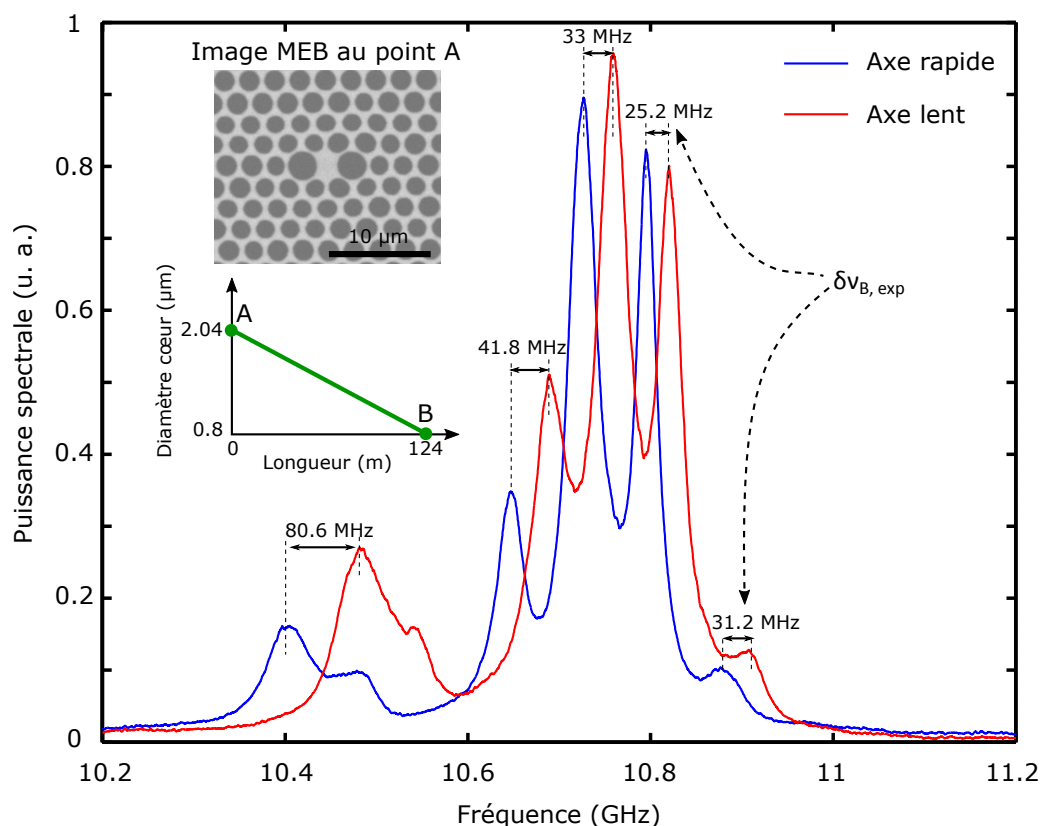


FIGURE 3.4 – Mesure du spectre Brillouin dans la fibre optique microstructurée effilée pour deux orientations orthogonales de l'état de polarisation, à 24,7 dBm de puissance incidente, et 1550 nm de longueur d'onde.

L'autre particularité des spectres de la figure 3.4 est son aspect multi-pics, auquel s'ajoute un fort élargissement d'environ 500 MHz. Intuitivement, on s'attendrait à mesurer en sortie de fibre, un spectre étendu et à allure rectangulaire, car cette fibre effilée peut-être vue comme la concaténation continue et progressive de plusieurs fibres optiques, aux propriétés opto-acoustiques différentes. Cette idée a été sondée expérimentalement par

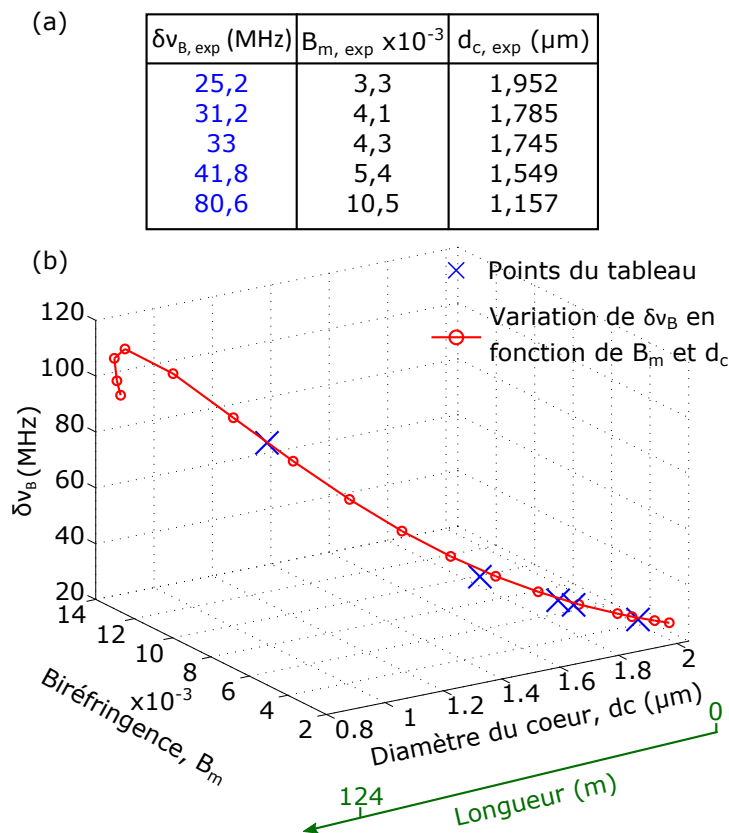


FIGURE 3.5 – (a) Tableau récapitulatif donnant le diamètre du cœur et la biréfringence équivalente aux décalages de fréquences entre les maxima de la figure 3.4 ; (b) Variation du décalage  $\delta\nu_B$  en fonction du diamètre du cœur et de la biréfringence de la FOM effilée, calculée par éléments finis.

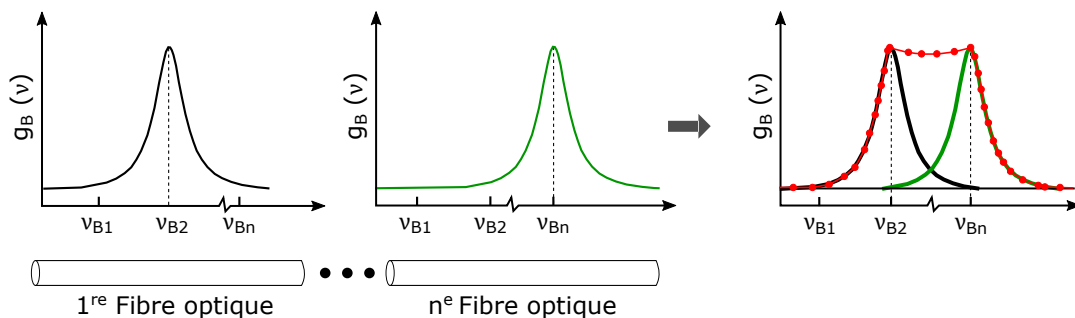


FIGURE 3.6 – Superposition (courbe en rouge) de plusieurs spectres Brillouin à fréquence de résonance différentes [99]. Le spectre Brillouin en rouge est la résultante.

Galindez et *al.* [99]. Dans cet article, ils démontrent que le spectre Brillouin issu d'une fibre optique constituée par concaténation de plusieurs fibres optiques unimodales à propriétés opto-acoustiques proches, est la somme des spectres Brillouin associés à chaque fibre optique. Ils ont pu réaliser en l'occurrence, des spectres Brillouin dont les sommets sont en forme de M ou de W [99]. Des spectres Brillouin auxquels on pourrait attribuer une forme quasi-rectangulaire. Plusieurs résultats similaires ont été rapportés par Shi-

raki *et al.*, dans leurs travaux portant sur le comportement du seuil Brillouin dans les fibres optiques à fréquence Brillouin non uniforme avec la longueur. Ils montrent des courbes de gain Brillouin multi-pics et étalées sur près de 400 MHz [102]. À leurs observations s'ajoute une augmentation du seuil Brillouin, de 7 dB [102]. Ces quelques travaux donnent une première explication sur la cause des multiples résonances dans le spectre Brillouin de la FOM effilée. Toutefois, il est difficile de l'affirmer avec force. Même si le spectre multi-pics peut bien provenir du fait que la fréquence Brillouin varie avec la longueur, il faut aussi tenir compte de la dispersion des ondes acoustiques. En effet, pour des fibres optiques dont la section transverse est de l'ordre de la longueur d'onde optique, les ondes acoustiques ne restent plus purement transverses ou longitudinales. La grande proximité du cœur à un environnement de très faible indice acoustique (en occurrence l'air), favorise un couplage entre les ondes acoustiques à modes longitudinaux et transverses. Il y a alors génération des modes de vibrations acoustiques supplémentaires : des modes hybrides. Ces ondes acoustiques hybrides vont accroître la famille des résonances opto-acoustiques, car elles se produisent à des nouvelles fréquences. C'est ce qu'ont montré Dainese *et al.* dans une FOM de silice dont le diamètre du cœur à une taille équivalente à 70% de la longueur d'onde optique de pompe [31]. Au sein de notre département, nous avons aussi pu mettre en exergue ce phénomène dans des microfibres optiques de silice [32]. Aidé de notre modèle de simulations numériques du spectre Brillouin, nous sommes arrivés à la conclusion selon laquelle le spectre multi-pics de la FOM effilée résulte à la fois de sa géométrie effilée et de la taille moyenne du cœur, qui est de  $1,42 \mu\text{m}$ . Des mesures distribuées par BOTDA ou corrélation de phase permettraient d'avoir une explication plus précise. Mais ces montages étaient difficiles à mettre en œuvre, à cause des pertes de soudure assez importantes (2,5 dB à l'extrémité A, et plus de 5 dB à l'extrémité B). Au chapitre 4, un paragraphe est consacré à la description de la méthode de soudure des fibres optiques microstructurées, utilisées durant cette thèse.

Pour étayer l'hypothèse de la forte contribution des ondes acoustiques hybrides sur l'aspect multi-pics du spectre, nous avons réalisé des mesures similaires dans une FOM uniforme faisant  $2,04 \mu\text{m}$  de diamètre de cœur. Cette FOM uniforme est issue de la même préforme en silice que la fibre optique effilée, mais étirée de manière à rester uniforme. Elle mesure environ 47 m de longueur et possède la même section transverse que la FOM effilée au point A. Sur la figure 3.7, outre le décalage entre les deux spectres, dû à la biréfringence modale, on remarque que les spectres sont quasiment monomodes. Ce résultat plus familier est en bon accord avec les travaux que l'on retrouve dans la littérature [108, 109]. Ils confortent l'idée selon laquelle la géométrie effilée, couplée à sa faible section transverse est à l'origine du spectre Brillouin multi-pics.

De plus, on peut voir sur la figure 3.8 que le spectre Brillouin dans une fibre uniforme dont le diamètre du cœur ne représente que 52 % de la longueur d'onde optique, est bien multi-pics. Ce résultat s'explique par la présence des ondes acoustiques hybrides

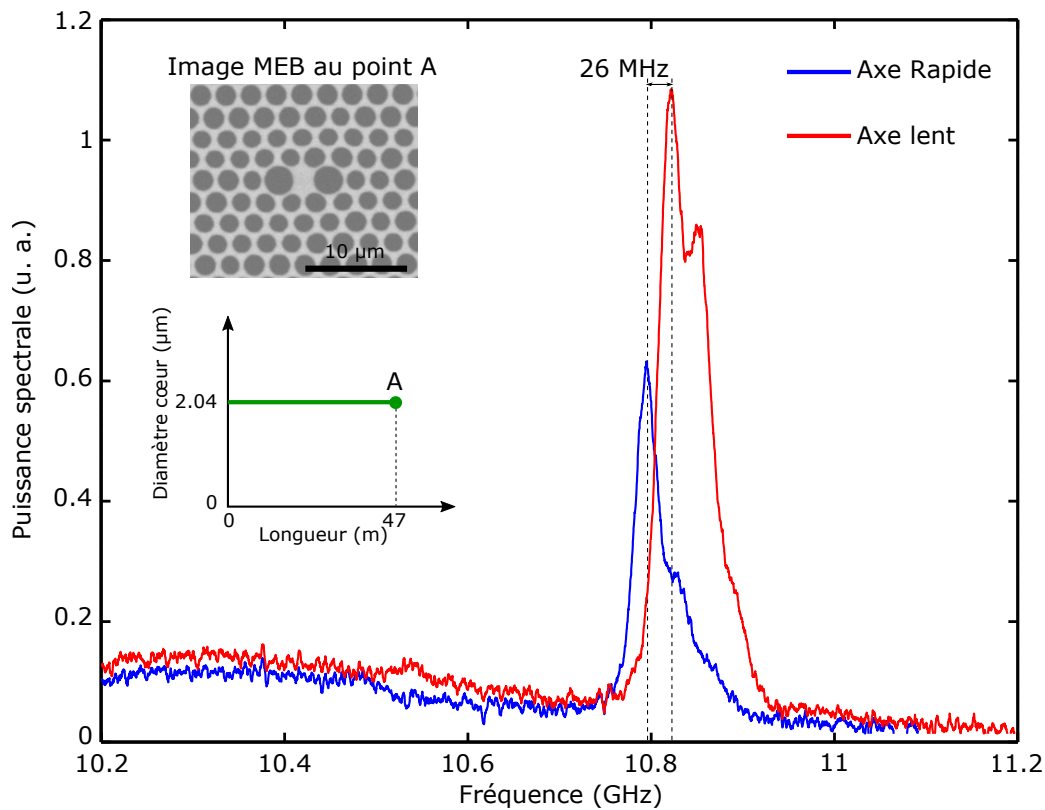


FIGURE 3.7 – Spectre Brillouin dans la fibre optique microstructurée uniforme pour deux orientations orthogonales de l'état de polarisation, à 22,3 dBm de puissance incidente, et 1550 nm de longueur d'onde. Les 26 MHz de décalage correspondent à une biréfringence  $B_{m, \text{exp}}$  de  $3,4 \times 10^{-3}$ . Les spectres bleu et rouge ont respectivement une largeur à mi-hauteur de 48,7 et 55,3 MHz.

dans cette configuration.

### 3.2.3/ SEUIL BRILLOUIN

Le seuil Brillouin peut se définir comme étant la puissance incidente à partir de laquelle celle de l'onde Stokes croît rapidement [7], ou même devient comparable à une certaine fraction  $\mu$  de la puissance incidente [7, 15]. Le seuil Brillouin, communément noté  $P_{\text{th}}$  vérifie cette condition :

$$P_{\text{th}} = \mu P_0 ; \quad (3.4)$$

avec  $P_0$  la puissance incidente et  $\mu = \{0,01 ; 1\}$  [7]. Le choix de la valeur de  $\mu$  parmi ses valeurs permises reste arbitraire. Dans la littérature, on trouve des travaux utilisant  $\mu = 1$  [15] et d'autres  $\mu = 0,01$  [108, 110]. Ce seuil Brillouin est un important indicateur, car il permet de définir la puissance incidente à partir de laquelle le processus de rétro-diffusion



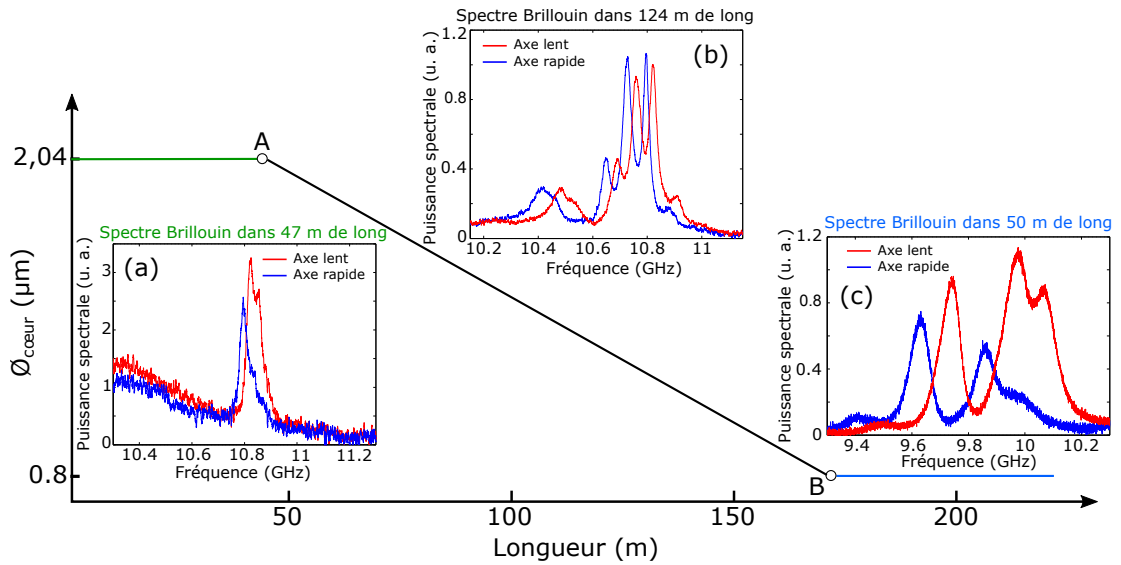


FIGURE 3.8 – Spectres Brillouin associés à différents tronçons de Fibre optique microstructurée. (a) FOM uniforme ayant un diamètre de cœur de  $2,04 \mu\text{m}$ , puissance couplée de  $22,3 \text{ dBm}$ ; (b) FOM effilée, puissance couplée de  $22,7 \text{ dBm}$ ; (c) FOM uniforme ayant un diamètre de cœur de  $0,8 \mu\text{m}$ , puissance couplée de  $21 \text{ dBm}$ .

devient significatif. Le seuil Brillouin peut se calculer à partir de cette relation [36] :

$$P_{\text{th}} = \frac{CKA_{\text{eff}}}{g_{\text{B}}L_{\text{eff}}}, \quad (3.5)$$

où  $C = 21$ ;  $K$  est une constante qui détermine le degré de liberté de l'état de polarisation de la lumière incidente;  $A_{\text{eff}}$  l'aire effective du mode optique guidé;  $g_{\text{B}}$  le gain Brillouin et  $L_{\text{eff}}$  la longueur effective.  $K = 1$  dans le cas d'une fibre optique à maintien de polarisation et dont la lumière est polarisée suivant un axe neutre;  $K = 2$  si la polarisation incidente est à  $45^\circ$  d'un axe neutre [86].  $K = \frac{3}{2}$  dans le cas des fibres optiques à faible biréfringence, et ceci quelque soit l'état de la polarisation incidente [86].

Cependant il est important de souligner le caractère approximatif de l'expression mathématique du seuil Brillouin, dû à la constante  $C$ . En réalité,  $C$  est déterminé à partir d'un certain nombre de paramètres géométriques, opto-acoustiques et thermiques, des fibres optiques [7]. Plusieurs travaux montrent bien que  $C$  varie suivant les propriétés de la fibre optique à caractériser [7,20,111,112]. Néanmoins, l'usage de la relation (3.5) avec  $C = 21$  reste fiable et très répandue dans les travaux portant sur le Brillouin [13,101,102].

Lorsque la largeur spectrale du laser  $\Delta\nu_{\text{P}}$  est supérieure à celle de la courbe du gain Brillouin  $\Delta\nu_{\text{B}}$ , la relation (3.5) doit être modifiée afin de garantir une valeur correcte du seuil Brillouin [112]. Dans cette condition, le seuil Brillouin s'écrit :

$$P_{\text{th}} = \frac{21KA_{\text{eff}}}{g_{\text{B}}L_{\text{eff}}} \frac{\Delta\nu_{\text{P}} \otimes \Delta\nu_{\text{B}}}{\Delta\nu_{\text{B}}}. \quad (3.6)$$

Lorsque le profil de la pompe est Gaussien, la convolution  $\Delta\nu_P \otimes \Delta\nu_B = \sqrt{\Delta\nu_P^2 + \Delta\nu_B^2}$ ; dans le cas où la pompe est Lorentzienne  $\Delta\nu_P \otimes \Delta\nu_B = \Delta\nu_P + \Delta\nu_B$  [112]. Plus le laser est large spectralement, plus le seuil Brillouin est élevé [13]. C'est d'ailleurs un des moyens techniques utilisés pour augmenter le seuil d'apparition de la diffusion Brillouin [13].

Nous avons mesuré le seuil Brillouin de la FOM effilée et uniforme, pour un même état de polarisation incident. Pour cela, nous avons enregistré la puissance rétro-diffusée en fonction de la puissance incidente. Les résultats sont présentés sur la figure 3.9, avec pour fraction  $\mu = 0,01$ . Bien que la FOM effilée soit plus longue, elle présente un seuil Brillouin plus grand (de 3 dB) que la FOM uniforme de 47 mètres. Cette augmentation provient du fait que la fréquence Brillouin varie le long de la FOM effilée. Dans cette configuration, il est impossible d'amplifier efficacement le même signal Brillouin le long de la FOM. Nous avons également comparé ces mesures expérimentales du seuil Brillouin à des calculs théoriques, présentés dans le tableau 3.2. Comme on peut le constater, il y a un bon accord entre les valeurs déterminées et les mesures expérimentales.

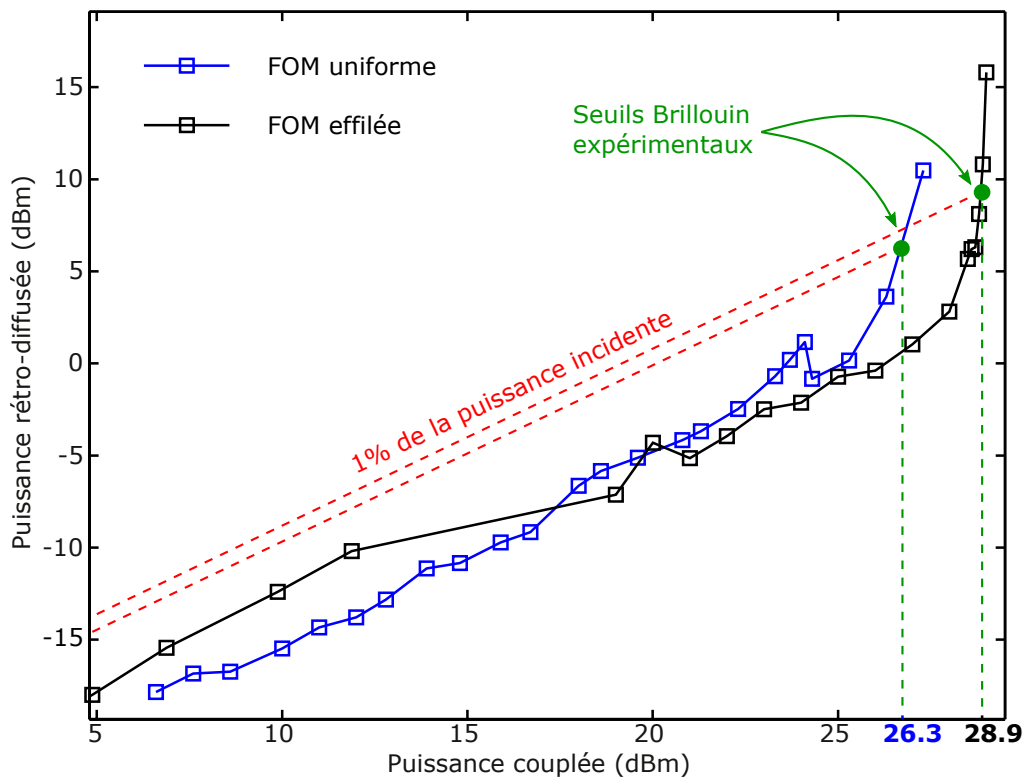


FIGURE 3.9 – Variation de la puissance rétro-diffusée en fonction de la puissance couplée dans la fibre optique microstructurée uniforme (courbe en bleue), et effilée (courbe en noire). Le seuil Brillouin est mesuré à 1% de la puissance couplée [7].

La modification des propriétés opto-acoustiques le long d'une fibre optique a été utilisée pour augmenter de manière significative le seuil d'apparition de diffusion Brillouin. En 1995, Shiraki *et al.* ont rapporté une augmentation du seuil Brillouin de 3,5 dB dans une fibre optique unimodale, à fréquence Brillouin non uniforme [100]. Plusieurs autres

(a) Axe lent

Paramètres	FOM <sub>Uniforme</sub>	FOM <sub>Effilée</sub>
$\Delta\nu_B$ (MHz)	48,7	151,9*
$A_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	5,07	<b>3,79</b>
$g_B$ (m/W)	$1,30 \times 10^{-11}$	$4,17 \times 10^{-12}$
$P_{\text{th}}$ (dBm)	<b>24,4</b>	<b>26,28</b>

(b) Axe rapide

Paramètres	FOM <sub>Uniforme</sub>	FOM <sub>Effilée</sub>
$\Delta\nu_B$ (MHz)	55,3	140,4*
$A_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	5,17	<b>4,86</b>
$g_B$ (m/W)	$1,15 \times 10^{-11}$	$4,51 \times 10^{-12}$
$P_{\text{th}}$ (dBm)	<b>25,01</b>	<b>27,02</b>

\* Largeur à mi-hauteur déterminée à partir d'un ajustement Lorentzien qui recouvre entièrement le spectre Brillouin, en régime spontané.

Les valeurs en gras sont des moyennes.

TABLE 3.2 – Seuils Brillouin théoriques des FOMs uniforme ( $d_c = 2\mu\text{m}$ ) et effilée, calculés à partir de l'équation (3.5). (a) calculs suivant l'axe neutre lent; (b) calculs suivant l'axe neutre rapide.

travaux ont permis d'atteindre des résultats encore plus performants [101, 102].

### 3.3/ ÉTUDE NUMÉRIQUE DE LA RÉTRO-DIFFUSION BRILLOUIN

Afin d'appuyer nos résultats expérimentaux, nous avons réalisé une étude théorique basée sur des simulations numériques du spectre Brillouin. Pour cela, nous avons résolu l'équation élastodynamique, qui permet de décrire la vibration et la déformation de la matière sous l'effet de la force électrostrictive. Nous avons utilisé la méthode des éléments finis (MEF), comme technique de résolution. Cette équation élastodynamique est définie par la relation 3.7, écrite en notation indicielle,

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - (c_{ijkl} u_{k,l})_{,j} = -T_{ij}^{\text{es}} ; \quad (3.7)$$

où  $\rho$  est la densité volumique de la silice;  $u_i$  les déplacements d'un élément de volume;  $c_{ijkl}$  le tenseur élastique et  $T_{ij}^{\text{es}} = -\epsilon_0 \chi_{kl ij} E_k E_l^*$  le tenseur d'électrostriction, d'ordre 4 [34].  $\epsilon_0$  désigne la permittivité électrique du vide,  $E_k$  et  $E_l^*$  les champs électriques pompe et Stokes. La susceptibilité électrique est définie par  $\chi_{kl ij} = \epsilon_{km} \epsilon_{ln} p_{mnij}$ , avec  $p_{mnij}$  le tenseur elasto-optique [34].  $i, j, k, l, m$  et  $n = \{1, 2, 3\}$ . Les indices placés après les virgules indiquent une dérivée partielle. Par exemple :  $u_{k,l} = \frac{\partial u_k}{\partial x_l}$  [35].

Le processus de la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique est un phénomène non-linéaire opto-acoustique, impliquant deux ondes optiques et une onde acoustique. Par exemple, une onde pompe optique, de vecteur d'onde  $k_1$  et de pulsation  $\omega_1$ , génère une onde Stokes de vecteur d'onde  $k_2$  et de pulsation  $\omega_2$ , après interaction avec une onde acoustique de vecteur d'onde  $k_a$  et de pulsation  $\omega_a = \omega_1 - \omega_2$ . Comme illustré sur la figure 3.10, la diffusion Brillouin va présenter deux mécanismes. Le premier mécanisme est la rétro-diffusion Brillouin, avec pour condition d'accord de phase  $k_a \approx 2k_1$ , car

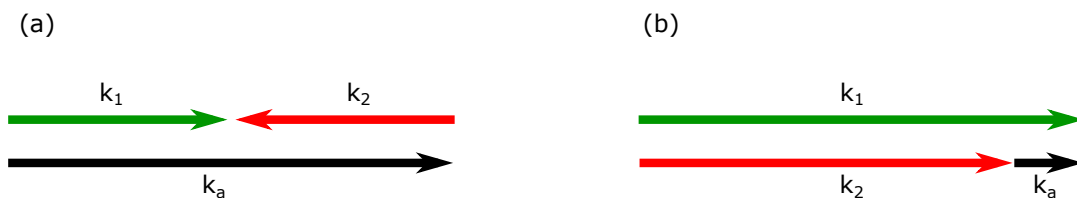


FIGURE 3.10 – Conditions d'accord de phase dans un guide optique. (a) Cas de la rétro-diffusion Brillouin ; (b) Cas de la diffusion Brillouin vers l'avant.

$\omega_a \ll \omega_{1,2}$ <sup>6</sup> et  $k_1 \approx -k_2$  [24, 34]. Le second mécanisme est la diffusion Brillouin vers l'avant, avec pour condition d'accord de phase  $k_a \approx 0$  [24].

Lorsqu'on considère le signal rétro-diffusé, le champ électrique résultant dans la fibre optique est la superposition de celui de la pompe et de l'onde Stokes. Ainsi, on a :

$$E_k(r, z; t) = E_k^1(r)e^{-i(\omega_1 t - k_1 z)} + E_k^2(r)e^{-i(\omega_2 t + k_2 z)}. \quad (3.8)$$

Le champ électrique correspondant à l'onde anti-Stokes ne figure pas dans l'équation (3.8) parce qu'en régime de diffusion Brillouin Stimulé, son amplitude est très faible devant celle des ondes Stokes et pompe. Cette situation est présentée sur la figure 3.11, où nous comparons deux spectres Brillouin, dont l'un mesuré en régime spontané et l'autre en régime stimulé. Ces spectres Brillouin sont ceux d'une fibre SMF-28 de chez Silitec Fibers<sup>7</sup>. Comme on peut le constater, en régime stimulé la raie Stokes possède une amplitude plus de  $10^5$  fois supérieure à celle de la raie anti-Stokes. Tandis

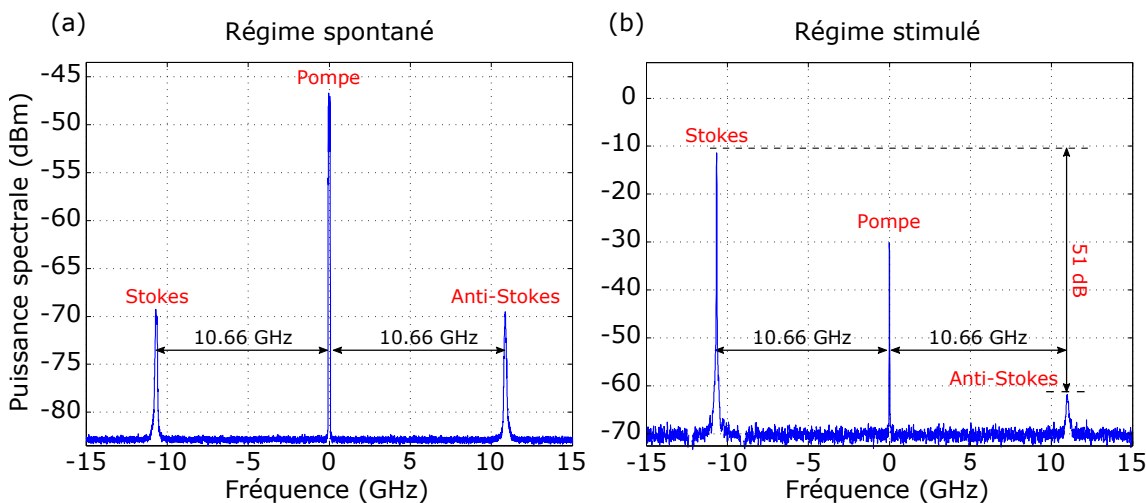


FIGURE 3.11 – Spectres Brillouin expérimentaux mesurés dans une fibre SMF-28 de chez Silitec Fibers. La fibre optique mesure 11,7 km de longueur. Le seuil Brillouin théorique est estimé à 10 dBm. (a) en régime spontané, la puissance couplée est de -5,5 dBm ; (b) en régime stimulé, la puissance couplée est de 10,5 dBm.

6. Par exemple, à la longueur d'onde optique de  $1,55 \mu\text{m}$ ,  $\omega_a \simeq 68 \text{ GHz}$  dans une fibre optique SMF-28. Tandis que  $\omega_1 \simeq 842 \text{ THz}$ .

7. Silitec Fibers était une entreprise Suisse spécialisée dans la fabrication des fibres optiques. Cette entreprise existe actuellement sous le nom de Rosendahl Nextrom, basée en Finlande.

qu'en régime spontané, ces composantes ont la même amplitude. Ce comportement est dû au fait qu'un photon anti-Stokes résulte de l'annihilation d'un photon pompe et d'un phonon acoustique contra-propagatif [21]. Ainsi, la stimulation de la diffusion Brillouin anti-Stokes va dans le sens de la réduction de son efficacité à cause de la diminution du réservoir en phonons acoustiques mêlés au processus [21].

Le champ électrique résultant  $E_k(r, z; t)$  est proportionnel à une fonction exponentielle  $e^{-i(\omega_a t - k_a z)}$ , car  $\omega_a = \omega_1 - \omega_2$  et  $k_a = k_1 + k_2$ . Par conséquent, les ondes acoustiques recherchées à partir de l'équation 3.7 seraient sous la forme :

$$u_i(r, z; t) = \bar{u}_i(r) e^{i(\omega_a t - k_a z)}, \quad (3.9)$$

où  $\bar{u}_i(r)$  est le profil transverse. Dans notre modèle de résolution, le mode opératoire est le suivant : pour une valeur fixe de  $k_a$ , on réalise un balayage en fréquence  $\omega_a$ . Une fois les déplacements connus, nous déduisons l'énergie élastique associée  $E_c(\omega_a)$ . L'intégrale permettant de déterminer  $E_c$  est définie par la relation 3.10 [24, 35].

$$E_c = \frac{1}{4} \int_{\sigma} \rho \omega_a^2 \bar{u}_i(r) \bar{u}_i(r) dr, \quad (3.10)$$

où  $\sigma$  est la surface transverse ;  $\rho = 2203 \text{ kg/m}^3$ , la masse volumique de la silice [35] et  $\omega_a$  la pulsation acoustique. La distribution de l'énergie cinétique en fonction de la fréquence acoustique est équivalente au spectre Brillouin [35]. On peut bien le comprendre, car ce sont les ondes acoustiques qui sont à l'origine de la diffusion Brillouin. La fréquence Brillouin est celle pour laquelle l'énergie cinétique est maximale. Toutefois, la fibre optique peut présenter un comportement multimodal du point de vue acoustique, c'est d'ailleurs le cas de cette fibre optique effilée. Dans cette situation chaque maximum correspond à une fréquence de résonance Brillouin.

Pour tenir compte des pertes élastiques dans notre modèle, on ajoute une partie imaginaire  $i\omega\eta_{ijkl}$  au tenseur photo-élastique  $c_{ijkl}$ .  $\eta_{ijkl}$  est le tenseur de viscosité ;  $\omega$  est tel que  $Q\nu = \text{constante}$ , avec  $Q$  le facteur de qualité [35]. Le produit  $Q\nu$  vaut  $5 \times 10^{12} \text{ Hz}$  dans une fibre optique de silice unimodale [35]. Cette valeur se calcule à partir de la fréquence Brillouin  $\nu_B$  et de la largeur à mi-hauteur  $\Delta\nu_B$  du spectre Brillouin dans une fibre optique (c'est à dire :  $Q\nu = \frac{\nu_B}{\Delta\nu_B} \nu_B$ ).

Avant de présenter les résultats obtenus, nous allons brièvement décrire la méthode de résolution des équations par éléments finis. De même, nous allons apporter des détails décisifs sur l'approche permettant de définir rigoureusement la section transverse de la FOM effilée, nécessaire aux calculs.

## 3.3.1/ MÉTHODE DES ÉLÉMENTS FINIS

La méthode des éléments finis consiste à déterminer de manière discrète et approchée les solutions d'une équation aux dérivées partielles (EDP), assortie de conditions aux limites [113]. De manière générale, cette technique de résolution commence par une reformulation du problème. L'EDP de départ est réécrite sous forme d'intégrale. On parle de *formulation intégrale* [114]. Cette opération permet de simplifier considérablement le problème. C'est ce que nous allons expérimenter par la suite, en l'appliquant à la résolution de l'équation (3.7).

Pour transformer l'équation aux dérivées partielles élastodynamique, introduisons les équations (3.8) et (3.9), on obtient :

$$-\rho\omega_a^2\bar{u}_i e^{-ik_{az}} - (c_{ijkl}(\bar{u}_k e^{-ik_{az}})_{,l})_{,j} = -(\bar{T}_{ij}^{es} e^{-ik_{az}})_{,j}. \quad (3.11)$$

Introduisons ensuite une formulation variationnelle de l'équation (3.11), en la multipliant par un déplacement virtuel  $\bar{v}_i^* e^{ik_{az}}$ , et en appliquant une intégrale sur toute la section transverse. Cette opération donne la relation suivante :

$$-\omega_a^2 \int_{\sigma} \rho \bar{v}_i^* \bar{u}_i - \int_{\sigma} (\bar{v}_i^* e^{ik_{az}}) (\bar{T}_{ij} e^{-ik_{az}})_{,j} = - \int_{\sigma} (\bar{v}_i^* e^{ik_{az}}) (\bar{T}_{ij}^{es} e^{-ik_{az}})_{,j}, \quad (3.12)$$

avec

$$\bar{T}_{ij} e^{-ik_{az}} = c_{ijkl}(\bar{u}_k e^{-ik_{az}})_{,l}. \quad (3.13)$$

Pour rendre l'équation (3.12) encore plus explicite, appliquons lui le théorème de Green. On obtient la relation suivante :

$$\begin{aligned} -\omega_a^2 \int_{\sigma} \rho \bar{v}_i^* \bar{u}_i + \int_{\sigma} (\bar{v}_i^* e^{ik_{az}})_{,j} (\bar{T}_{ij} e^{-ik_{az}}) - \int_{\delta\sigma} (\bar{v}_i^* e^{ik_{az}}) [(T_{ij} - \bar{T}_{ij}^{es}) e^{-ik_{az}}] n_j \\ = \int_{\sigma} (\bar{v}_i^* e^{ik_{az}})_{,j} (\bar{T}_{ij} e^{-ik_{az}}); \end{aligned} \quad (3.14)$$

$\delta\sigma$  désigne les contours de la surface  $\sigma$ , et  $n_j$  les composantes du vecteur normal sortant de cette surface. Le théorème de Green permet non seulement de faire apparaître une intégrale sur les frontières mais aussi de baisser de un, le degré de la solution recherchée. On parle de *forme intégrale faible* [114]. Comme conditions aux limites, on considère que les déplacements sont nuls au niveau des contours, ce qui se traduit par  $\bar{T}_{ij} n_j = \bar{T}_{ij}^{es} n_j$  le long de  $\delta\sigma$ . L'équation 3.14 devient alors :

$$\begin{aligned} \int_{\sigma} \bar{v}_{i,j}^* c_{ijkl} \bar{u}_{k,l} + lk_a \int_{\sigma} (\bar{v}_i^* c_{i3kl} \bar{u}_{k,l} - \bar{v}_{i,j}^* c_{ijk3} \bar{u}_k) + k_a^2 \int_{\sigma} \bar{v}_i^* c_{i3k3} \bar{u}_k - \omega_a^2 \int_{\sigma} \rho \bar{v}_i^* \bar{u}_i \\ = \int_{\sigma} \bar{v}_{i,j}^* \bar{T}_{ij}^{es} + lk_a \int_{\sigma} \bar{v}_i^* \bar{T}_{i3}^{es}. \end{aligned} \quad (3.15)$$

La formulation de Galerkin permet ensuite d'écrire l'équation (3.15) sous la forme matri-

cielle et linéaire :

$$\underbrace{(K_0 + lk_a K_1 + k_a^2 K_2)}_K - \omega_a^2 M) U = \underbrace{(X_0 + lk_a X_1)}_X T^{es} ; \quad (3.16)$$

où  $K$ ,  $M$ ,  $U$  et  $T^{es}$  sont respectivement des matrices de rigidité, de masse, de déplacement et d'effort mécanique (équivalente aux contraintes mécaniques).

Ainsi, l'équation (3.16) se réduit à :

$$(K - \omega_a^2 M) U = X_0 T^{es} \quad (3.17)$$

lorsque  $k_a \approx 0$  (diffusion Brillouin vers l'avant), et à :

$$(k_a K_2 - \omega_a^2 M) U \approx lk_a X_1 T^{es} \quad (3.18)$$

lorsque  $k_a \approx 2k_1$  (rétro-diffusion Brillouin).

Une fois l'équation élastodynamique mise sous la forme (3.18) (ou (3.17)), la surface  $\sigma$  est discrétisée en des éléments de surface  $\sigma_{(i)}$ , reliés entre eux par des points appelés nœuds. La solution finale  $S$  du problème, est l'intégrale des solutions  $S_i$ , associées à chaque élément du domaine. Pour implémenter notre modèle, nous avons utilisé les logiciels Comsol<sup>8</sup> et Matlab<sup>9</sup>.

### 3.3.2/ DÉFINITION DE LA SECTION TRANSVERSE À PARTIR D'UNE IMAGE MEB

Une étape clé de la MEF consiste à définir le domaine  $\sigma$ . Dans notre cas,  $\sigma$  est équivalent à la section géométrique transverse de la fibre optique effilée. Cette section doit être fidèle à la FOM afin d'obtenir des résultats fiables, car un défaut de la microstructure suffit à modifier les propriétés opto-acoustiques [115]. Cette grande sensibilité impose l'usage d'une méthode rigoureuse afin de déterminer le domaine  $\sigma$ . De ce fait, nous avons choisi d'élaborer la section géométrique à partir d'une image MEB. À l'aide d'un logiciel de traitement d'images comme GIMP<sup>10</sup>, nous ajustons initialement les niveaux de couleur d'une image MEB. Le fort contraste créé, permet de mieux distinguer les contours délimitant la microstructure. Ensuite, à l'aide d'un programme de détection de contours, nous pouvons extraire une géométrie fidèle à la structure réelle de la FOM. Ce programme de détection de contours utilise principalement la fonction *flim2curve* du logiciel Matlab. Le diagramme de la figure 3.12 est un exemple d'illustration du procédé.

Une fois la structure géométrique extraite, vient l'étape du maillage géométrique. Le maillage consiste à subdiviser la surface  $\sigma$  en des sous domaines  $\sigma_{(i)}$ , de topologies identiques ou non [113]. Ces sous espaces peuvent être vus comme des cellules (com-

8. Comsol Multiphysics est un logiciel de simulations numériques basé sur la méthode des éléments finis.

9. Matlab est un logiciel de calculs numériques. Il permet aussi de réaliser des interfaces d'utilisateurs.

10. GIMP est un outil gratuit d'édition et de retouche d'images.

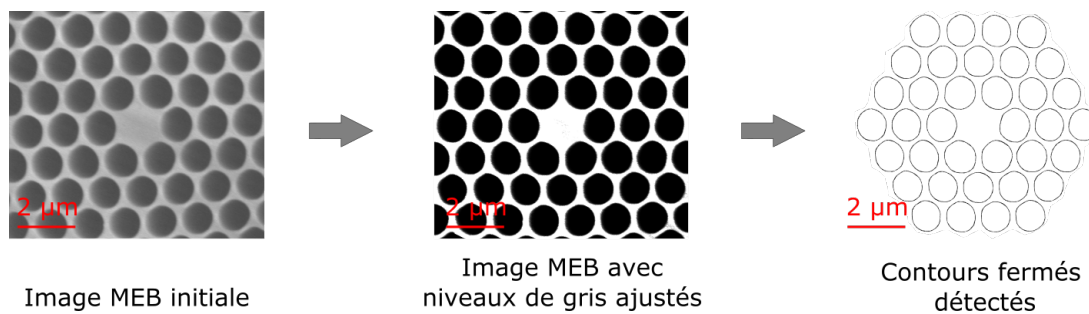


FIGURE 3.12 – Exemple de traitement d’une image MEB associée à une fibre optique microstructurée, pour l’extraction des contours de la microstructure air-silice.

munément appelées éléments) qui dans leur globalité constituent le domaine spatial entier  $\sigma$ . Chaque élément est relié à un autre par des points appelés *noeuds*. En 2D, les éléments peuvent être des triangles, carrés ou des polygones. Dans notre cas, nous avons choisi un maillage triangulaire, avec un minimum de 208 triangles par micromètre carré. Cette forme de discrétisation est présentée dans le paragraphe suivant.

### 3.3.3/ INFLUENCE DU MAILLAGE SUR LE CALCUL DES DÉPLACEMENTS

Le principe même de résolution des équations différentielles par la MEF impose naturellement l’usage d’un bon maillage pour obtenir des résultats corrects. D’une manière simple, la MEF voudrait que la solution d’un problème sur un domaine  $\sigma$  soit l’intégrale des solutions sur chaque sous domaine  $\sigma_{(i)}$ . Sur cette base, on peut intuitivement affirmer que : plus un maillage est fin, plus précise sera la solution du problème associé. Toutefois il n’est pas toujours nécessaire de réaliser le maillage le plus fin possible, car ça pourrait rendre le temps de calcul extrêmement long. Sur la figure 3.13, nous montrons deux distributions de la densité d’énergie cinétique, auxquelles nous avons superposé le maillage utilisé. Les conditions de départ (dimensions, longueur d’onde et mode optique) pour réaliser cette simulation numérique sont identiques dans les deux cas, excepté le maillage. Toutefois, on peut constater que la distribution spatiale de la densité d’énergie cinétique n’est pas la même. Le meilleur résultat étant celui de la figure 3.13(b), car il respecte deux critères importants :

- la symétrie ;
- l’unicité de la solution au sein d’une même cellule (qui se traduit ici par le même niveau de couleur).

Ainsi, avant tout calcul, nous avons d’abord recherché le maillage adapté. De manière générale, nous avons considéré une discrétisation telle que le plus petit trou de la microstructure puisse être décrit par au moins 30 segments. Cette condition était suffisante pour obtenir des résultats de simulations numériques convergents.



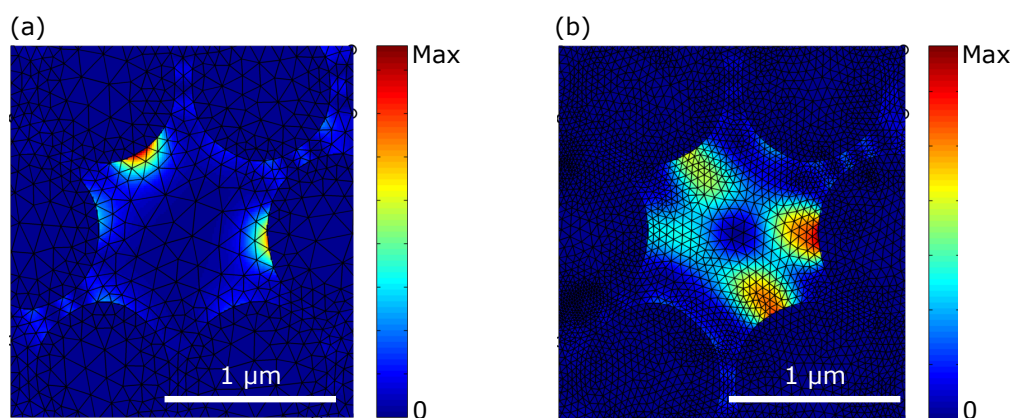


FIGURE 3.13 – Influence du maillage sur le calcul de la densité d'énergie cinétique  $E_c$ . (a) maillage grossier ; (b) maillage correct.

### 3.3.4/ SPECTRE BRILLOUIN NUMÉRIQUE

La détermination numérique du spectre Brillouin exige initialement le calcul du mode optique fondamental et de la force électrostrictive associée. Une fois ces grandeurs connues, nous avons calculé le spectre Brillouin en 4 points distincts de la FOM effilée, comme le montre la figure 3.14. Le passage d'un point à un autre se fait par application d'un coefficient d'homothétie sur toute la section de la FOM. Ces simulations numériques dévoilent trois comportements, très similaires aux observations expérimentales.

Le premier comportement est la diminution de la fréquence de résonance du pic maximal avec la longueur de la fibre. Comme on peut le remarquer, les spectres Brillouin aux deux extrémités de la FOM effilée sont séparés d'environ 1GHz. Cette particularité est aussi présente sur les résultats expérimentaux de la figure 3.8, entre les spectre Brillouin (a) et (c). En effet, l'indice effectif diminue avec la longueur de la FOM effilée, ce qui entraîne une réduction de la fréquence Brillouin. À ce décalage spectral, nous notons aussi l'effet de la biréfringence, en accord avec les mesures expérimentales. Le dernier point porte sur l'allure même des spectres Brillouin simulés. Les spectres des figures 3.8 (b), (c) et (d) possèdent une forme multi-pics, en particulier pour la fibre à petit diamètre. Cet aspect multi-résonant ne peut provenir que de la présence des ondes acoustiques hybrides, excitées à cette échelle [31]. On peut aussi constater que les flancs des spectres numériques ne sont pas tout à fait uniformes et présentent une forte asymétrie dans la plupart des cas. Cette absence d'uniformité est due à l'irrégularité transversale de la microstructure. C'est ce qu'ont démontré J. Spring et B. Ward, dans leurs travaux portant sur la suppression de l'effet Brillouin dans des fibres photoniques à microstructure aléatoire [104].

Une autre approche d'analyse consisterait à calculer la courbe du gain Brillouin  $g_B(z)$  le long de la FOM effilée, avec un pas d'échantillonnage très fin, pour ensuite déterminer la

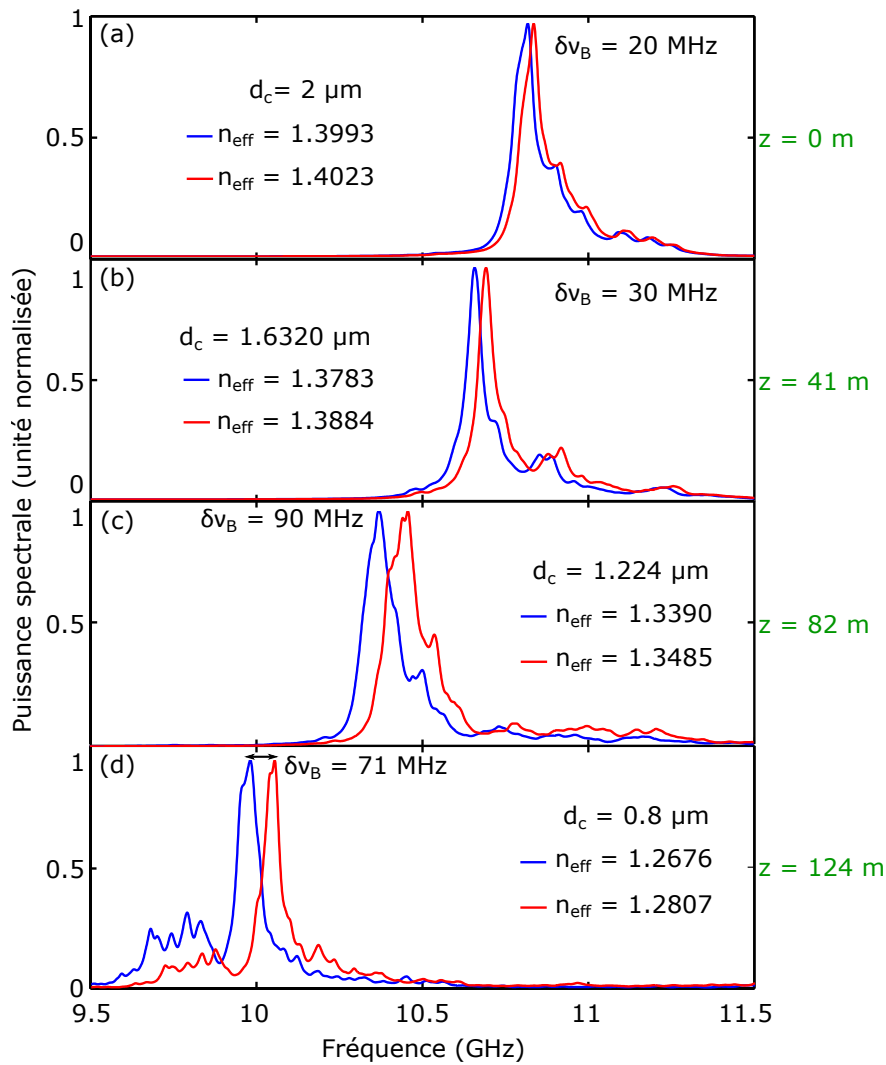


FIGURE 3.14 – Spectres Brillouin numériques en quatre points de la FOM. Pour la courbe en bleue (rouge), le mode optique est polarisé suivant l’axe rapide (lent).  $\delta\nu_B$  désigne le décalage fréquentiel entre les deux spectres.

courbe de gain globale par une intégrale du type :

$$G_B = \int_0^L g_B(\nu_B, z) e^{-\alpha(z)z} dz ; \quad (3.19)$$

avec  $\alpha(z)$  désignant les pertes optiques au point  $z$ . Cependant, il n’a pas été possible d’employer ce raisonnement, car nous n’avons aucune information réelle sur la distribution des pertes optiques le long de la fibre optique. De plus, nous ne connaissons pas précisément comment évolue la microstructure le long de la fibre.

Afin de mieux comprendre l’influence de la microstructure sur le spectre Brillouin, nous avons calculé la densité d’énergie cinétique associée aux fréquences de résonance Brillouin. La distribution spatiale de cette densité d’énergie est présentée sur la figure 3.15. Nous avons fait le choix de montrer uniquement les distributions correspon-

dantes au mode optique orienté suivant l'axe lent, car elles sont assez similaires sur l'autre mode optique. Pour lever le doute sur ce choix, il suffit de regarder de près les spectres numériques de la figure 3.15. Ces spectres présentent la même allure, que le mode optique soit orienté suivant l'axe lent ou rapide. L'amplitude de la densité d'énergie cinétique est environ 15 fois plus grande dans la petite section de la FOM (diamètre du cœur =  $0,8 \mu\text{m}$ ) que dans la grande section. Ceci parce que l'effort électrostrictif  $T^{es}$  à l'origine des vibrations mécaniques, croît lorsque la section transverse diminue. L'aspect granuleux de la répartition de l'énergie cinétique provient des irrégularités géométriques de la section transverse, car pour réaliser les calculs, nous avons utilisé la géométrie réelle. Ces irrégularités brisent la symétrie du problème et conduisent à cette distribution dissymétrique ou en forme de *speckles*. Un exemple pratique de cette situation est

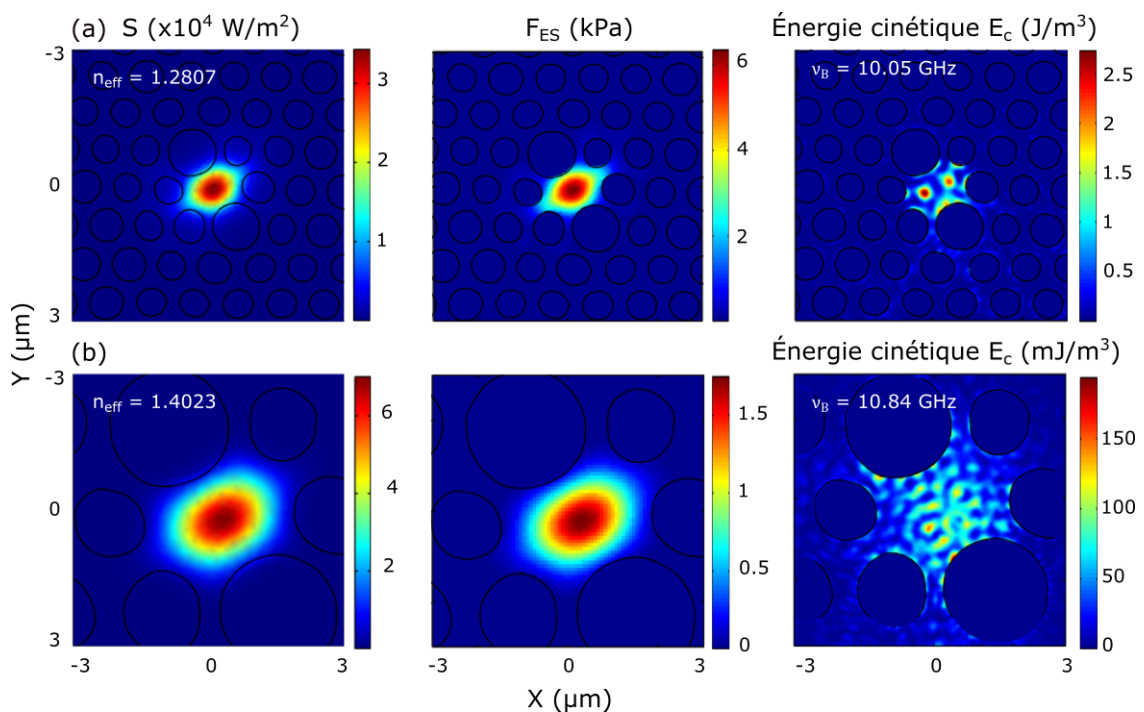


FIGURE 3.15 – Simulations numériques de la densité d'énergie cinétique aux deux extrémités de la FOM effilée, associées à la force électrostrictive et aux modes optiques polarisés suivant l'axe lent. (a) extrémité dont le diamètre du cœur mesure  $0,8 \mu\text{m}$ ; (b) extrémité dont le diamètre du cœur mesure  $2,04 \mu\text{m}$ .

détaillé au chapitre 4. On note également sur la figure 3.15(a), un fort recouvrement du mode optique avec les trous d'aire de la microstructure, ce qui explique la différence entre les spectres de la figure 3.14(a) et (c), et la distribution de la densité d'énergie cinétique.

### 3.4/ CONCLUSION DU CHAPITRE

Le but de ce chapitre était d'explorer l'influence du confinement du champ optique et de la géométrie de la fibre optique sur le spectre Brillouin. Les mesures réalisées dans une

FOM uniforme de silice dont le diamètre est de  $0,8 \mu\text{m}$  ont permis de mettre en exergue la génération des modes de vibrations acoustiques hybrides. Ces ondes acoustiques hybrides expliquent partiellement l'aspect multi-pics du spectre Brillouin associé à la FOM effilée. L'autre origine du spectre multi-pics étant la géométrie effilée. Cette analyse a été confirmée par des simulations numériques qui décrivent bien le phénomène.

Par ailleurs, nous avons aussi démontré qu'une variation homothétique et continue du diamètre d'une fibre optique microstructurée, conduit à l'élargissement du spectre Brillouin. À cet élargissement s'associe une augmentation du seuil Brillouin d'environ 3 dB par rapport à une fibre optique uniforme de seulement 47 m de longueur. Ces travaux confortent l'idée selon laquelle, la modulation de la géométrie d'une fibre optique peut dans certains cas, suffire à mettre en forme un spectre Brillouin. Ce qui permettrait d'envisager des applications comme la suppression de la diffusion Brillouin stimulée dans des cavités lasers et les amplificateurs à fibre optique.

## DIFFUSION BRILLOUIN DE SURFACE DANS LES FIBRES OPTIQUES MICROSTRUCTURÉES

L'analyse spectrale du signal Brillouin rétro-diffusé, révèle des raies de resonance décalées d'une valeur correspondante à la fréquence Brillouin  $\nu_B$ . À la longueur d'onde de 1550 nm, nous avons mesuré une fréquence Brillouin d'environ 7,9 GHz dans le cas des microfibres optiques (MFOs) en verre de chalcogénure  $\text{As}_2\text{Se}_3$ , et environ 11 GHz pour les fibres optiques de silice. Cette réponse a été attribuée à l'interaction inélastique entre l'onde lumineuse et l'onde acoustique à mode longitudinal, qui se propagent dans le guide. Cependant, cette dynamique bien connue change radicalement lorsque le diamètre extérieur de la fibre optique se rapproche de celle de la longueur d'onde optique. Outre l'aspect multi-pics du spectre Brillouin, généré par des ondes acoustiques hybrides de volume, la lumière subit une diffusion supplémentaire, localisée à la surface de la fibre optique. Il s'agit de la diffusion Brillouin de surface (DBS). En effet, à cette échelle, le mode optique qui se propage dans la fibre optique est suffisamment étendu pour être capable d'exciter et subir l'effet des phonons acoustiques de surface. La surface dont il est question, est la frontière qui sépare la fibre optique du milieu environnant. Ces *phonons acoustiques de surface* se déplacent à une vitesse d'environ 3410 m/s dans la silice [22].

Dès les années 70, la diffusion Brillouin de surface est utilisée pour mesurer les constantes élastiques des matériaux, notamment la vitesse des ondes acoustiques de surface [68] ou encore les coefficients élasto-optiques [69, 70]. Comme le montre l'illustration de la figure 4.1(a), le principe est basé sur l'analyse du spectre Brillouin de la lumière réfléchiée par une surface plane, pour plusieurs angles d'incidence. La connaissance des fréquences de résonance Brillouin permet de remonter aisément à la vitesse acoustique, par l'intermédiaire de la condition d'accord de phase entre l'onde pompe et l'onde acoustique de surface. C'est par cette méthode que J. R. Sandercock a pu mesurer la vitesse des ondes acoustiques de surface dans plusieurs matériaux semi-conducteurs [68]. Bien que la DBS présente cet intérêt majeur pour la spectroscopie de

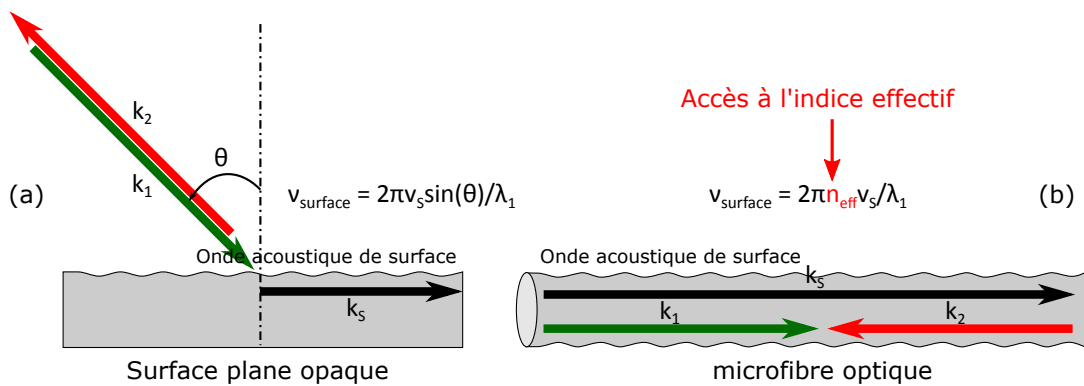


FIGURE 4.1 – Illustration de la diffusion Brillouin de surface dans un matériau opaque (a) [68] et dans une microfibre optique (b).  $k_i$  ( $i = 1, 2, s$ ) représentent respectivement le vecteur d'onde de la pompe optique, du signal optique rétro-diffusé et de l'onde acoustique de surface.

surface, elle suscite une grande curiosité pour son comportement dans d'autres supports physiques ou configurations [31, 32, 116, 117]. Avec l'avènement des micro et nanofibres optiques, les activités de recherches au sujet de la DBS ont pris un nouveau tournant. Au sein de notre équipe de recherche, la diffusion Brillouin de surface a été récemment observée par Beugnot *et al.*, dans des microfibres optiques de silice mesurant  $\sim 8$  cm de longueur [32]. Cette récente observation est une réelle ouverture vers la fabrication de nouveaux capteurs optiques ultrasensibles, exploitant les ondes de surface [32]. La particularité de cette nouvelle forme de diffusion repose essentiellement sur la configuration guidée de l'interaction opto-acoustique. Toutefois, la DBS dans les MFOs de silice reste relativement faible en amplitude, à cause de la faible longueur d'interaction que possède les MFOs. Le fort confinement des ondes optiques et acoustiques ne suffit pas à compenser la faible longueur d'interaction. De nos jours, les plus longues MFOs mesurent en moyenne quelques dizaines de centimètres [23]. De plus, l'unique degré de liberté pouvant contribuer à l'accordabilité de la fréquence Brillouin est le diamètre de la MFO en question. Pour répondre à un besoin d'efficacité et d'accordabilité en fréquence Brillouin, nous nous sommes orientés vers l'usage des fibres optiques microstructurées (FOMs) à petit cœur. Les FOMs ont la spécificité d'offrir de grandes longueurs (plusieurs dizaines de mètre) et de faciliter la modulation du mode optique, par une variation de la microstructure transverse [50]. Ainsi, les FOMs se positionnent comme des solutions efficaces pour l'étude de la DBS en configuration guidée.

Dans ce chapitre, nous commençons par faire un rappel sur la physique des ondes acoustiques de surface, en mettant un accent particulier sur les conditions sine qua non à l'observation de la diffusion Brillouin de surface dans les fibres optiques. Ensuite, nous présentons les résultats expérimentaux de l'investigation de la DBS dans des FOMs silice à très petit cœur. Nous montrons pour la première fois à notre connaissance, la diffusion Brillouin de surface dans les fibres optiques microstructurées. Ces résultats expérimentaux sont corroborés par des simulations numériques. Une étude

de la dépendance de la DBS en fonction de la température est aussi présentée. Nous précisons que le terme DBS employé ici, se réfère à la diffusion Brillouin de surface, uniquement dans le sens rétro.

## 4.1/ QUELQUES TYPES D'ONDES ACOUSTIQUES DE SURFACE

Par définition, une onde acoustique de surface est une onde élastique qui se propage à la surface d'un milieu matériel (la plupart du temps, solide) et dont l'amplitude décroît exponentiellement avec la profondeur du même milieu matériel. On distingue plusieurs types d'ondes acoustiques de surface. Elles se caractérisent par la direction de vibration et la structure géométrique du milieu dans lequel elles se propagent. Afin de fixer les idées, cette section répertorie quelques types d'ondes de surface guidées.

### 4.1.1/ ONDE DE RAYLEIGH

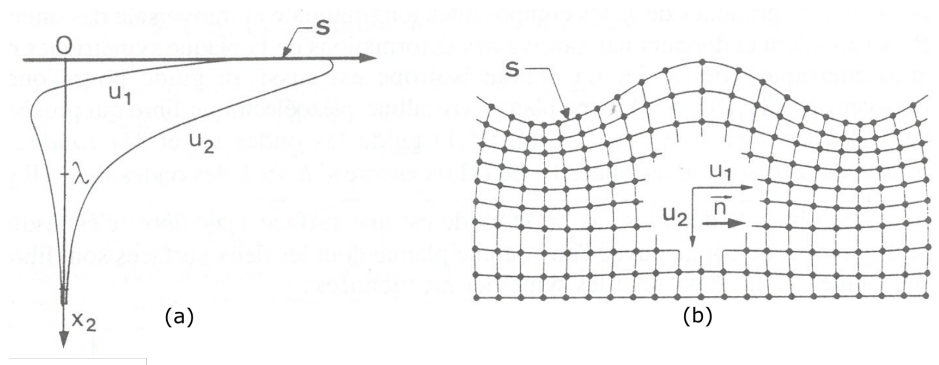


FIGURE 4.2 – Onde de Rayleigh dans un solide isotrope semi-infini. S : surface libre,  $\vec{n}$  : sens de propagation. (a) Décroissance de la composante longitudinale  $u_1$  et de la composante transversale  $u_2$  en fonction de la profondeur ; (b) ondulation de surface [22].

La figure 4.2 illustre la déformation d'un solide semi-infini<sup>1</sup> libre, due à une onde de Rayleigh<sup>2</sup>. Cette onde se caractérise par le couplage de deux composantes du vecteur déplacement  $u$ . À savoir, la composante longitudinale  $u_1$  et la composante transversale  $u_2$ . Les deux composantes sont déphasées de  $\pi/2$ . Par conséquent, la polarisation résultante est elliptique [22]. Une onde de Rayleigh se propage toujours avec une vitesse  $V_R$  inférieure à celle ( $V_T$ ) d'une onde volumique purement transversale, car le solide est moins rigide à la surface libre [22]. Pour un guide en silice par exemple :  $V_R = 3410$  m/s et  $V_T = 3750$  m/s [22]. La profondeur de pénétration de cette onde est en général de l'ordre de sa longueur d'onde. Mais dans certains cristaux, comme les cristaux piézoélectriques,

1. Un solide semi-infini est un solide dont l'épaisseur est grande devant la longueur d'onde du rayonnement.

2. L'onde de Rayleigh est une onde surfacique, découverte en 1885 par John William Strutt Rayleigh.

la profondeur peut-être 10 fois plus grande. L'onde de Rayleigh est particulièrement celle que nous allons mettre en évidence dans ce chapitre, en utilisant les fibres optiques microstructurées de silice. En raison de la microstructure, et de la symétrie cylindrique des FOMs, les autres types d'ondes élastiques de surface seraient difficilement excitables.

#### 4.1.2/ ONDE DE LAMB

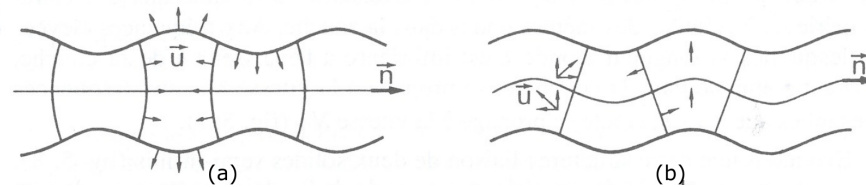


FIGURE 4.3 – Modes de plaques (onde de Lamb). Matériau isotrope.  $\vec{n}$  : sens de propagation. Déformation de la plaque pour un mode (a) symétrique ; (b) anti-symétrique [22]; plus souvent appelé onde de flexion.

Dans un solide isotrope<sup>3</sup> limité par deux surfaces libres parallèles (c'est le cas d'une plaque), une onde élastique guidée normale à deux composantes est appelée onde de Lamb [22]. Les deux modes de vibration de cette onde sont illustrés sur la figure 4.3. Une onde de Lamb peut aussi être vue comme la résultante du couplage entre deux ondes de Rayleigh se propageant sur des surfaces libres et opposées. Cette situation étant possible uniquement lorsque l'épaisseur  $h$  de la plaque devient comparable à la longueur d'onde  $\lambda$  [22].

#### 4.1.3/ ONDE DE LOVE

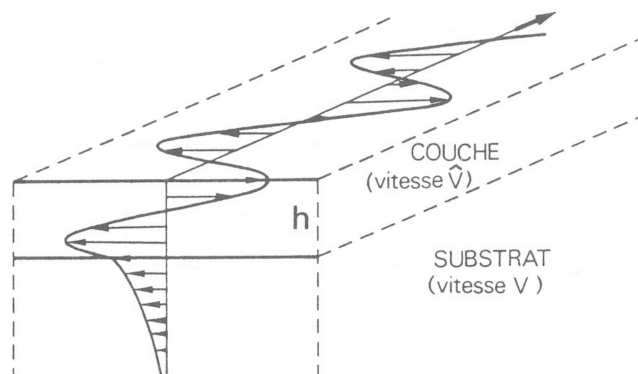


FIGURE 4.4 – Onde de Love : onde transversale se propageant dans une couche et dans son substrat (si  $V_T > \hat{V}_T$ ). L'épaisseur du substrat en vibration est d'autant plus grande que la fréquence est basse ( $\lambda \gg h$ ) [22].

3. Un matériau isotrope est un matériau dont les propriétés physiques sont identiques quelque soit la direction considérée.



Une onde de Love est une onde transversale qui se propage dans une plaque et un substrat isotrope. La plaque et le substrat partageant une surface commune [22]. Cette onde n'est guidée que si la vitesse  $V_T$  de l'onde transversale dans la plaque est supérieure à celle ( $\widehat{V}_T$ ) de l'onde transversale dans le substrat. Une représentation de cette onde de Love est donnée sur la figure 4.4 [22].

#### 4.1.4/ ONDE DE STONELEY

La dernière onde de cette série des ondes élastiques guidées est l'onde de Stoneley. Cette onde est une onde d'interface. Elle se propage à l'interface de deux solides semi-infinis, comme le montre la figure 4.5 [22].

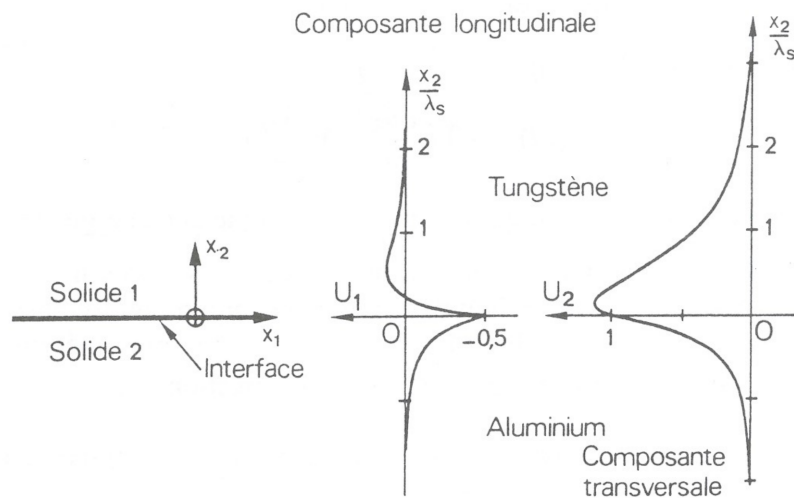


FIGURE 4.5 – Onde de Stoneley. Elle se propage suivant l'interface de certains couples solides. Exemple de décroissance des composantes longitudinale et transversale pour le couple aluminium-tungstène [22].

## 4.2/ PRINCIPE DE LA DIFFUSION BRILLOUIN DE SURFACE DANS UNE FIBRE OPTIQUE

Une lumière cohérente qui se propage dans une fibre optique, avec suffisamment de puissance optique, excite des ondes acoustiques par électrostriction [12]. Lorsque la fibre optique est assez large, comme dans le cas d'une fibre SMF-28, l'excitation des ondes acoustiques se fait uniquement dans le volume intérieur de la fibre optique par l'intermédiaire de la force d'électrostriction. De plus, les ondes acoustiques excitées, restent localisées dans le cœur de la fibre optique et à proximité du centre. C'est en l'occurrence ce qui est montré sur la figure 4.6(b), où je représente la répartition spatiale de la force électrostrictive associée au mode optique, dans une fibre à saut d'indice

(silice-air). On peut voir que la force électrostrictive est nulle au niveau de la frontière silice-air. Dans ce cas, l'onde acoustique excitée est typiquement volumique [12]. Cependant, lorsque la dimension transverse de la fibre optique se rapproche de celle de la longueur d'onde optique (c'est le cas d'une microfibre optique de silice), le mode optique possède un champ électrique non nul même au-delà des frontières de la fibre optique. Par conséquent, la force électrostrictive associée au mode optique fait vibrer la frontière du guide optique [32]. Cette vibration se fait avec une amplitude de déplacement de l'ordre du dixième de picomètre [32]. Dans cette circonstance, la lumière incidente subit l'effet des ondes acoustiques de surface, à l'origine de la DBS. Dès lors, on peut faire l'hypothèse selon laquelle la DBS s'observe lorsque le mode optique se propageant dans un guide optique est suffisamment large pour exciter et interagir avec des ondes acoustiques de surface (voir les figures 4.6(a) et (b)).

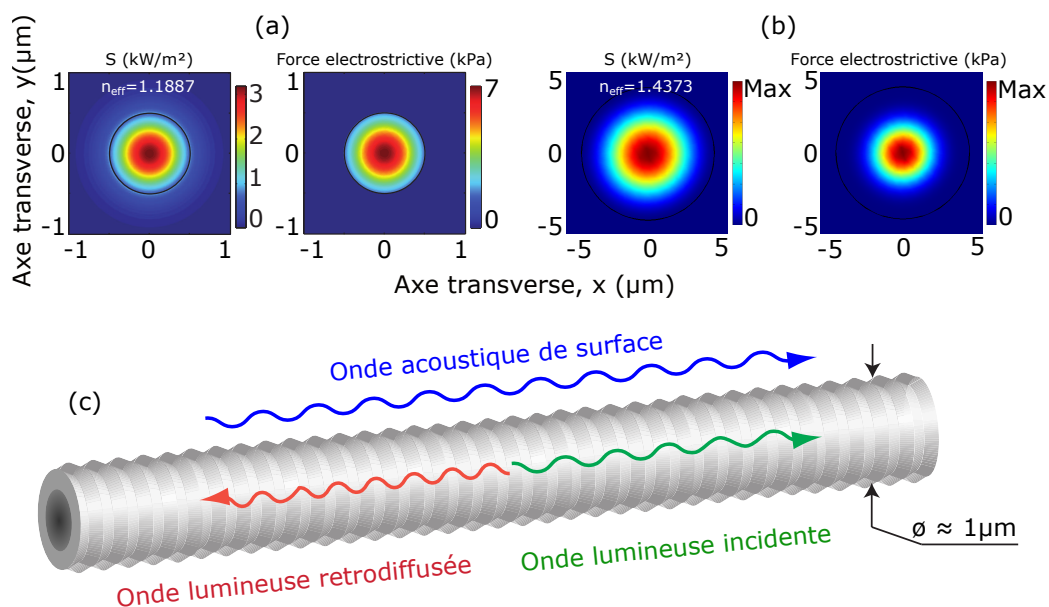


FIGURE 4.6 – Principe de la diffusion Brillouin de surface dans une microfibre optique à saut d'indice silice-air. (a) Le diamètre de la microfibre mesure  $1 \mu\text{m}$  ; (b) le diamètre de la microfibre mesure  $4 \mu\text{m}$  ; (c) illustration de la diffusion Brillouin de surface due aux ondes acoustiques de surface [32].

### 4.3/ OBSERVATION DE LA DIFFUSION BRILLOUIN DE SURFACE

Pour observer la diffusion Brillouin de surface, nous avons réalisé une analyse spectrale du signal Brillouin rétro-diffusé dans des fibres optiques microstructurées adéquates. Ces FOMs vont être décrites au paragraphe suivant, tout en précisant leurs particularités. Le choix de ces fibres optiques microstructurées a été partiellement stimulé par des travaux réalisés au sein de notre équipe de recherche, en particulier la démonstration expérimentale de la DBS dans les microfibrilles optiques (MFOs) de silice [32]. En ef-

fet, Beugnot *et al.* ont démontré que la diffusion Brillouin de surface dans les MFOs de silice se caractérise par la génération de pics de résonances autour 6 GHz dans un spectre Brillouin [32]. Très récemment, Florez *et al.* ont aussi reporté ce phénomène, dans leurs travaux portant sur la suppression de la diffusion Brillouin dans les microfibres optiques [71]. Les principaux arguments avancés par ces pionniers, afin de justifier le caractère surfacique de leurs observations, sont : la vitesse acoustique associée à la fréquence de résonance ainsi que la distribution spatiale de l'énergie cinétique. L'analyse de ces deux paramètres devait obéir aux caractéristiques d'une onde acoustique de surface, particulièrement celles d'une onde de type Rayleigh. C'est sur ces points que nous allons nous appuyer afin d'attester de l'observation de la DBS dans nos échantillons de fibres optiques microstructurées. L'autre raison ayant stimulée le choix des FOMs pour nos études est la grande flexibilité qu'elles possèdent. La flexibilité dont nous faisons allusion ici, renvoie à la microstructure. Cette microstructure permet de contrôler aisément des paramètres tels que la biréfringence modale ou encore la dispersion [50].

#### 4.3.1/ ÉCHANTILLONS DE FIBRES OPTIQUES MICROSTRUCTURÉES

La microstructure transverse est un degré de liberté important pour modifier le mode optique qui se propage dans une fibre optique microstructurée [118]. Par conséquent, il est plus facile de moduler la distribution spatiale des ondes acoustiques de surface, par l'intermédiaire de celle de la force électrostrictive. De plus, de nos jours, les FOMs peuvent atteindre de grandes longueurs (plus d'une centaine de mètres), tout en gardant une bonne uniformité [50, 108], ce qui tout naturellement améliore la longueur d'interaction nécessaire à une bonne dynamique de la diffusion Brillouin. Dans ce sens, plusieurs échantillons de FOMs de silice, à cœur solide ont été spécialement fabriqués au Laboratoire PhLAM<sup>4</sup> de l'Université de Lille 1, pour nos études. La fabrication de ces FOMs s'est faite par la technique d'*assemblage et étirage*, dite en anglais *stack-and-draw* [50], sous la supervision de Pr. A. Kudlinski.

D'une manière brève, la technique de fabrication des FOMs par *assemblage et étirage* comporte deux grandes étapes. La première étape de la fabrication consiste à réaliser une préforme. La préforme est constituée de tubes capillaires de diamètre extérieur de l'ordre du millimètre, et mesurant environ 1 m de longueur [50]. Ces tubes capillaires sont assemblés de manière ordonnée et suivant la microstructure souhaitée après étirage. Ensuite, l'assemblage est introduite dans un tube de verre (silice), de manière à ne former qu'un barreau, comme le montre la figure 4.7. La seconde étape consiste à introduire le barreau dans un four chauffé à près de 2100 °C, et à l'étirer tout en contrôlant la vitesse de traction et la pression d'air dans la microstructure.

Sur la figure 4.8, il est représenté les images MEBs de la section transverse des FOMs

---

4. Laboratoire PhLAM : Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules, situé à Villeneuve d'Ascq, France.

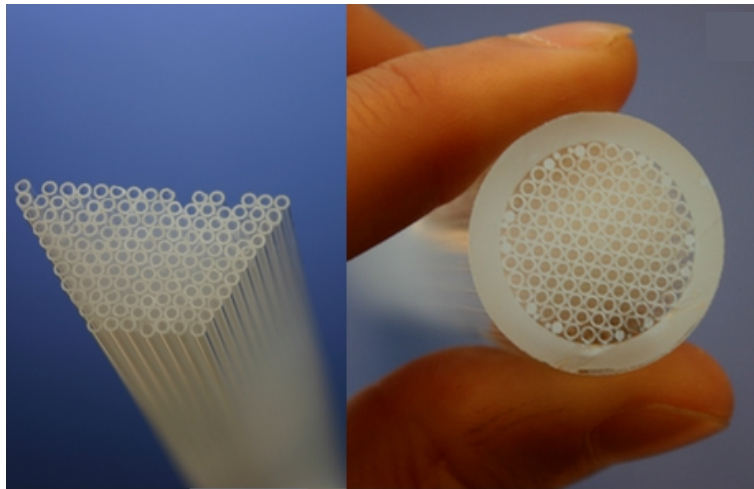


FIGURE 4.7 – Réalisation d'une préforme par assemblage de capillaires [119].

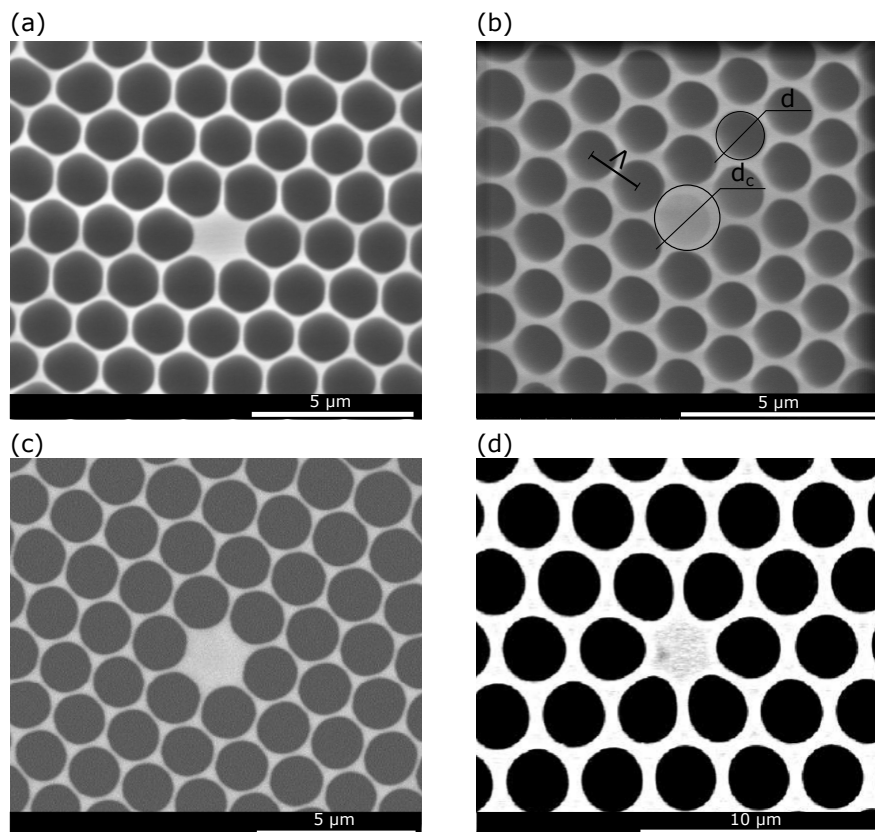


FIGURE 4.8 – Images MEBs de la section transverse des FOMs silice utilisées. (a) FOM 1 ; (b) FOM 2 ; (c) FOM 3 ; (d) FOM 4 (fibre de chez Alcatel).

utilisées pour nos expériences. Les paramètres opto-géométriques sont donnés dans le tableau 4.1. Les pertes optiques présentées ont été mesurées par la technique de découps successives, en anglais dite *cut back technique*. Cette technique consiste à mesurer la puissance transmise par un guide optique, pour plusieurs longueurs obtenues par retranchement. La différence de puissance transmise par la section initiale et la sec-

FOMs	$d_c$ ( $\mu\text{m}$ )	$d$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$d/\Lambda$	$L$ (m)	$\alpha$ (dB/m)	$L_{\text{eff}}$ (m)	$A_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}^2$ )
1	<b>1,56</b>	1,6	1,81	<b>0,88</b>	100	0,074	48	2,21
2	<b>1,57</b>	1,18	1,3	<b>0,91</b>	100	0,062	53,42	2,14
3	<b>1,9</b>	1,66	1,79	<b>0,93</b>	35	0,050	29	2,74
4	<b>2,9</b>	2,5	3,2	<b>0,78</b>	100	0,054	57,23	6,2
5	<b>3,9</b>	3,6	4,1	<b>0,88</b>	98	0,009	88,7	8

TABLE 4.1 – Tableau récapitulatif des paramètres opto-géométriques des FOMs, à la longueur d'onde optique de 1550 nm.

tion retranchée permet de remonter aux pertes linéiques [120]. Le diamètre du cœur des FOMs varie de 1,56 à 3,9  $\mu\text{m}$ , avec une large fraction d'air à chaque fois ( $d/\Lambda > 0,75$ ). Cette spécificité offre un fort confinement de la lumière et un recouvrement des frontières par le mode optique. Ce qui permet d'exciter les vibrations acoustiques aux interfaces silice-air, nécessaires à l'observation de la DBS.

#### 4.3.2/ MESURES EXPÉRIMENTALES

##### 4.3.2.1/ PRÉPARATION DES FIBRES OPTIQUES MICROSTRUCTURÉES

Avant de présenter les mesures expérimentales, il est important de souligner que la première étape du travail consistait à ajouter une (ou deux) fibre(s) optique(s) de connexion à chacune des FOMs. Pour cela, nous nous sommes servis d'une soudeuse à filament de tungstène, de marque Vytran. Ce type de soudeuse permet de contrôler à la fois la température de fusion des fibres à souder, le déplacement du filament le long de la zone de chauffe et la position des fibres optiques. Le positionnement du filament ou des fibres peut se faire avec une résolution spatiale de 10 nm suivant les axes X et Y, et 125 nm suivant l'axe Z [121]. Cette grande flexibilité de la soudeuse permet d'avoir une meilleure adaptation du mode optique dans les zones de soudure. Pour arriver à des bonnes soudures, il faut une grande maîtrise de tous ces paramètres (Température de fusion, vitesses déplacements, etc). La figure 4.9(c) montre par exemple, une soudure pour laquelle il y a eu un effondrement des trous d'air à cause de l'usage d'une température de fusion trop élevée. Tandis que sur la figure 4.9(d), on peut voir une soudure réussie, lorsque l'on maîtrise bien les paramètres appropriés. Les pertes par soudure dans cette configuration pouvaient être inférieures à 2 dB pour des fibres optiques microstructurées à cœur large (diamètre  $\geq 3,9 \mu\text{m}$ ). Dans le cas des FOMs à diamètre de cœur strictement inférieur à 1,9  $\mu\text{m}$ , il était très difficile d'atteindre des performances similaires. Les meilleures soudures présentaient 4 à 5 dB de pertes. En effet, à de pareilles dimensions, l'adaptation du mode optique par soudure est très limitée à cause de l'inadéquation entre l'ouverture numérique de la fibre HNA et celle de la fibre optique microstructurée. Il faut

aussi mentionner la contribution de l'absence de conservation de l'étendue géométrique entre la fibre d'injection et la fibre réceptrice. Pour pallier à cette difficulté, nous avons fait le choix d'utiliser un couplage par fibre lentillée (FL) pour des FOMs à diamètre de cœur inférieur à  $1,9 \mu\text{m}$ . La FL permet de focaliser le spot laser avec une largeur de  $(2,5 \pm 0,3) \mu\text{m}$ . Cette forme de couplage par FL est représentée sur les figures 4.9(b) et (e).

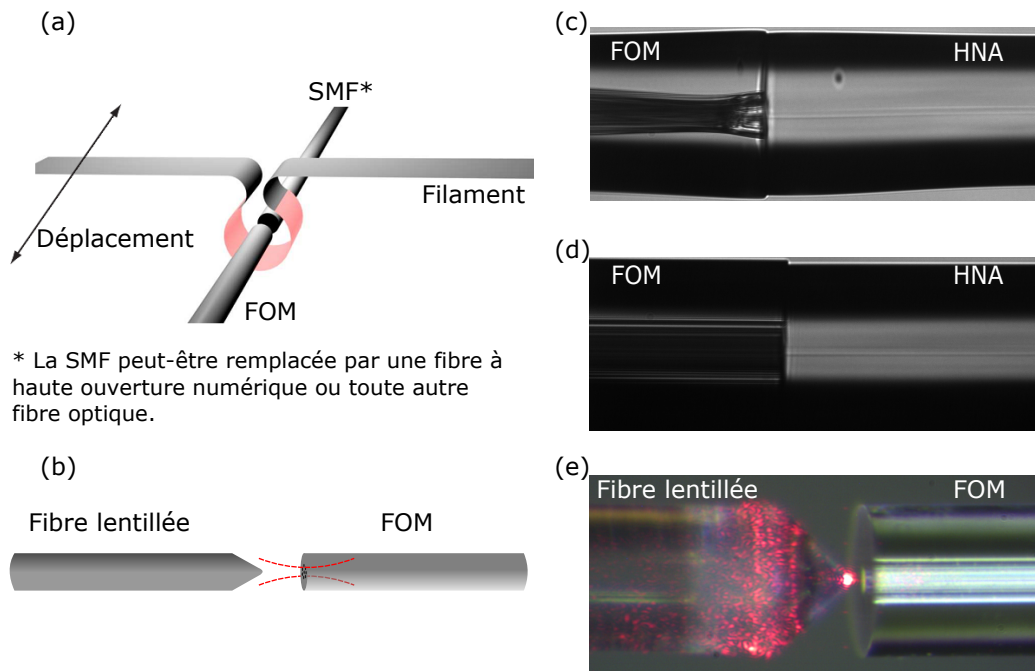


FIGURE 4.9 – Exemples de méthodes de couplage. (a), (c) et (d) couplage par soudure grâce à une soudeuse à filament ; (b) et (d) couplage par fibre lentillée.

#### 4.3.2.2/ MONTAGE EXPÉRIMENTAL ET RÉSULTATS DE MESURES

Après l'étape de connexion par soudures, les FOMs sont introduites dans le montage de détection hétérodyne. Une illustration du montage expérimental est exposée sur la figure 4.10. Le principe de fonctionnement est le même que celui décrit au chapitre 2. La source laser fibrée est une DFB continue, émettant à la longueur d'onde de  $1549,9 \text{ nm}$ . La largeur spectrale du laser est de  $45 \text{ kHz}$ . À la fin des fibres optiques microstructurées, nous avons ajouté un liquide adaptateur d'indice de réfraction, afin de minimiser les réflexions de Fresnel [122]. Les spectres Brillouin de la figure 4.11 sont ceux associés aux 5 FOMs présentées dans le tableau 4.1. Suivant la fibre optique microstructurée, on y distingue une, deux ou trois résonances autour de  $6 \text{ GHz}$ . Sauf dans le cas de la FOM 5, qui ne présente pas de résonances. Cette absence de DBS dans la cinquième fibre optique microstructurée est due au fait que la taille du cœur est trop importante ( $3,9 \mu\text{m}$  de diamètre) par rapport à la longueur d'onde optique. En effet, à cette dimension, l'in-

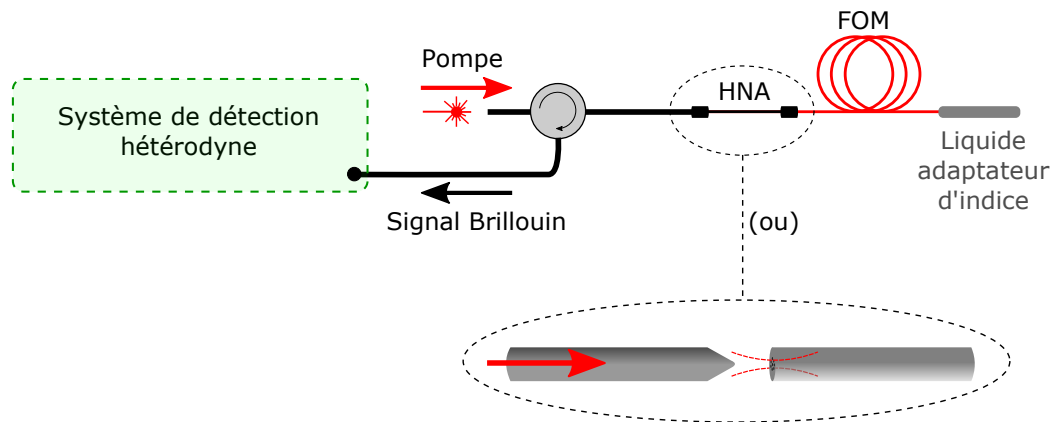
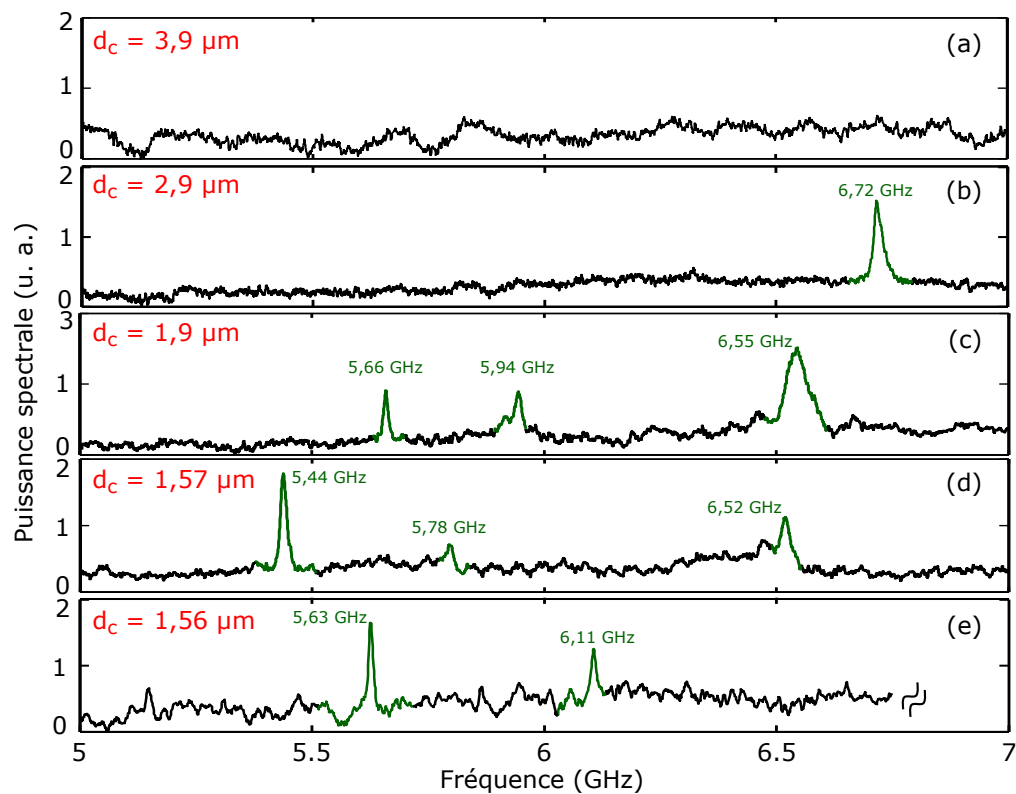


FIGURE 4.10 – Montage expérimental.

FIGURE 4.11 – Spectres Brillouin expérimentaux, mesurés avec une puissance couplée de  $(25 \pm 1)$  dBm, montrant des pics de résonance dû à la diffusion Brillouin de surface. (a) FOM 5; (b) FOM 4; (c) FOM 3; (d) FOM 2; (e) FOM 1.

tensité du mode optique n'est pas suffisamment forte au niveau des frontières silice-air, pour interagir avec les ondes acoustiques de surface. Par conséquent, l'onde optique ne peut-être diffusée en surface. Les résonances observées sont très similaires (en terme de fréquence) à celles rapportées par Beugnot *et al.*, dans les microfibres optiques de silice [32]. Dès lors, on peut se poser deux questions tout à fait légitimes. La première : quels critères nous permettent d'affirmer avec force qu'il s'agisse bien des résonances

dues aux ondes acoustiques de surface ? La seconde question quant-à-elle, serait de savoir, pourquoi une fibre optique microstructurée peut exhiber un ou plusieurs pics de résonances autour de 6 GHz ? Pour répondre à ces interrogations, nous allons faire une analyse succincte et rigoureuse de ces résonances, en se basant sur la Physique des ondes élastiques.

Le premier argument que nous pouvons avancer afin de justifier notre interprétation, est la valeur de la vitesse acoustique associée à chaque résonance de la figure 4.16. Royer et Dieulesaint ont démontré que dans un solide isotrope, la vitesse  $v_R$  des ondes de Rayleigh vérifie cette inéquation [22] :

$$0,874v_T < v_R < 0,955v_T \text{ (m/s)}, \quad (4.1)$$

où  $v_T$  est la vitesse des ondes acoustiques transverses. Dans le cas d'un guide à symétrie cylindrique, constitué de silice,  $v_T = 3750$  m/s [22]. L'inéquation devient :

$$3278 < v_R < 3581 \text{ (m/s)}. \quad (4.2)$$

Comme le montre la figure 4.12, la majeure partie des vitesses associées aux

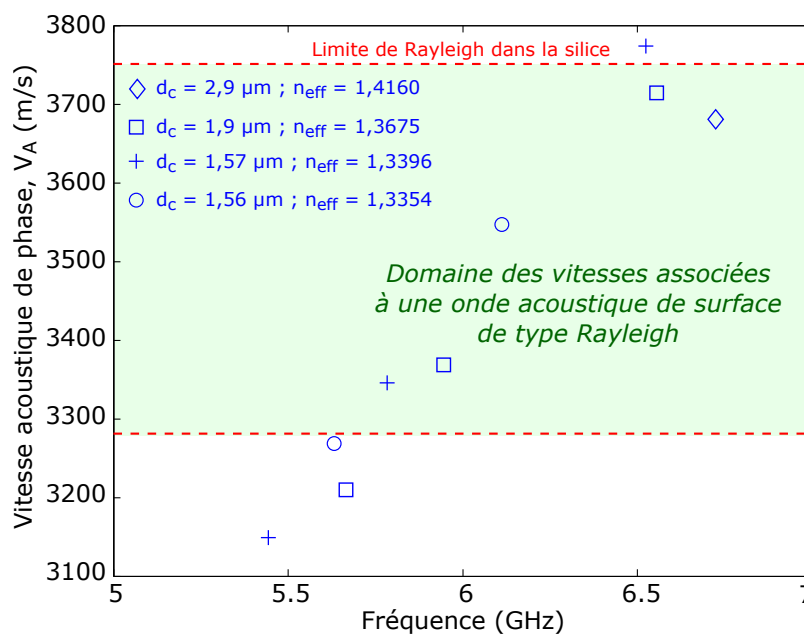


FIGURE 4.12 – Vitesses de phase des ondes acoustiques de surface de type Rayleigh, dans les fibres optiques microstructurées. Les indices effectifs sont ceux du mode optique fondamental.

résonances, vérifie bien l'encadrement donnée par l'inéquation (4.2). Ces vitesses ont été déterminées à partir de la relation (4.3) en prenant en compte les fréquences Brillouin expérimentales. Pour chaque FOM, nous avons considéré l'indice effectif du mode fon-



damental avec  $\lambda = 1550$  nm.

$$v_a = \frac{\lambda v_B}{2n_{\text{eff}}} \quad (4.3)$$

Toujours sur la figure 4.12, on note quatre points n'appartenant pas au domaine des vitesses de phase, associées aux ondes acoustiques de surface. Cela est dû au fait que nous n'avons pas une parfaite maîtrise de l'indice effectif optique. Les indices effectifs étant obtenus par calculs numériques, grâce au logiciel Comsol<sup>5</sup>. Néanmoins, les résultats restent appréciables, car le maximum d'écart avec la limite de Rayleigh n'est que de 131 m/s (moins de 4%).

Le second argument permettant de confirmer notre observation est l'analyse de la distribution spatiale de la densité d'énergie cinétique, liée aux déplacements. Les déplacements étant ceux des éléments de volume qui constituent la partie solide de la FOM (la silice). Ces déplacements sont générés par l'électrostriction. Ainsi, nous avons effectué des simulations numériques de l'équation élastodynamique, en utilisant le modèle d'électrostriction décrit au chapitre 3. Nous détaillons les résultats de ce travail dans la section suivante.

#### 4.3.3/ SIMULATIONS NUMÉRIQUES DE LA DENSITÉ D'ÉNERGIE CINÉTIQUE

Pour réaliser ces simulations numériques, nous avons considéré une géométrie parfaite dont les paramètres sont ceux de la FOM 3 (diamètre du cœur de  $1,9 \mu\text{m}$ ). Ce choix a été motivé par le fait que la FOM 3 présente des trous à symétrie circulaire (voir la figure 4.8(c)). Il était donc plus facile de définir une géométrie parfaite à partir de l'image MEB de sa section transverse. Cette approche n'aurait pas été évidente avec la FOM 4, par exemple, car les trous sont ovales. D'autres part, le fait d'utiliser une structure parfaite permet aussi de s'affranchir de l'impact négatif des irrégularités de la microstructure sur la distribution des modes acoustiques. La présence des irrégularités dans la section transverse, conduit à une dispersion de l'énergie élastique (cf. figure 4.15), ce qui complique l'analyse et l'interprétation des résultats. Stillier *et al.*, ont eu une interprétation similaire dans le cadre de l'étude de la diffusion Brillouin dans des FOMs conventionnelles [115, 123]. Nous ferons une analyse similaire dans la suite de ce chapitre.

En appliquant un coefficient d'homothétie à toute la section géométrique de la FOM, nous avons pu déterminer la densité d'énergie cinétique en fonction du diamètre du cœur. Les résultats sont présentés sur la figure 4.13. La condition d'accord de phase employée est  $k_a = 2k_1$ , car il s'agit de la rétro-diffusion Brillouin ;  $k_a$  étant le vecteur d'onde acoustique et  $k_1$  le vecteur d'onde de la pompe. Sur la figure 4.13(a) on peut distinguer des résonances acoustiques autour de 6 GHz, fréquence typique des ondes de surface de type Rayleigh, dans la silice [22]. Les points  $S_1$ ,  $S_2$  et  $H_1$  correspondent aux fréquences de résonance mesurées expérimentalement dans la FOM 3, dont la distribution spatiale

5. Comsol Multiphysics est un logiciel de simulations numériques basé sur la méthode des éléments finis.

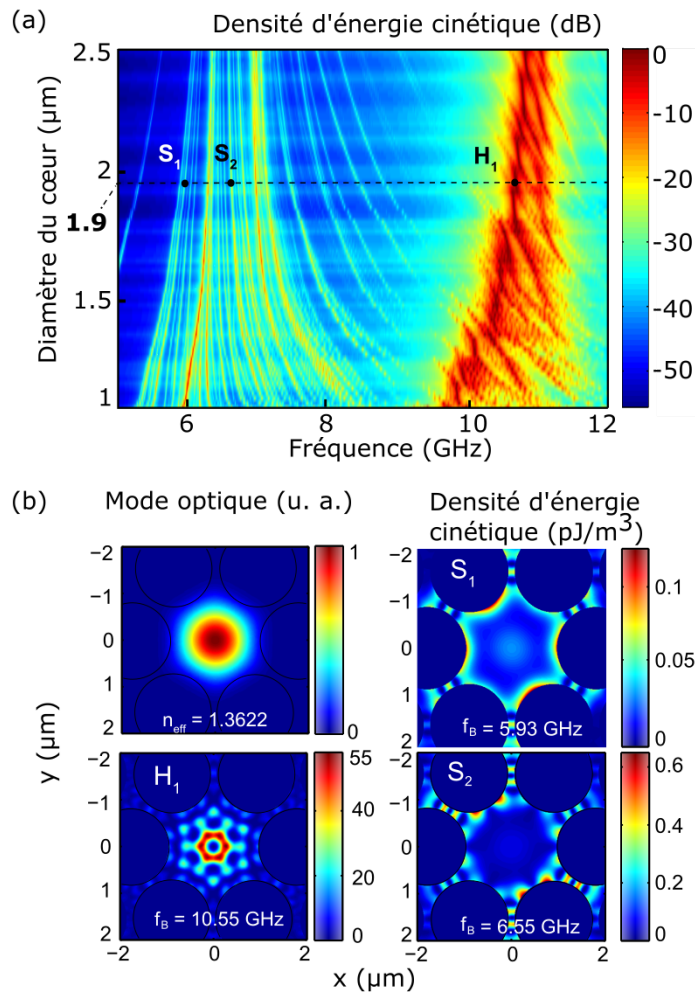


FIGURE 4.13 – Simulations numériques. (a) Densité d'énergie cinétique en fonction du diamètre du cœur de la fibre optique microstructurée ; (b) distribution spatiale de la densité d'énergie cinétique en fonction de la fréquence.

de la densité d'énergie cinétique est représentée sur la figure 4.13(b). Sur cette figure, on note une véritable répartition de l'énergie au niveau de la surface du cœur pour les points S<sub>1</sub> et S<sub>2</sub>, ce qui caractérise les ondes surfaciques. Tandis que pour le point H<sub>1</sub>, qui matérialise une résonance à 10,55 GHz, la densité d'énergie cinétique est confinée dans le cœur, car les déplacements sont volumiques. Le spectre Brillouin expérimental de la FOM 3 dans cette gamme de fréquence est présenté sur la figure 4.14. On retrouve aussi bien le caractère multi-pics que l'étalement du spectre Brillouin, comme avec les simulations numériques. D'autre part, les résultats de la figure 4.13 montrent aussi que l'amplitude des ondes acoustiques de surface décroît fortement dès que le diamètre du cœur devient supérieur à 2,3 μm. Cette dimension peut-être considérée comme un seuil, au delà duquel il n'est plus possible d'exciter efficacement les ondes acoustiques de surface. En effet, plus le diamètre du cœur est important, plus la force électrostrictive (à l'origine des vibrations) est faible au niveau des frontières silice-air. C'est la raison pour

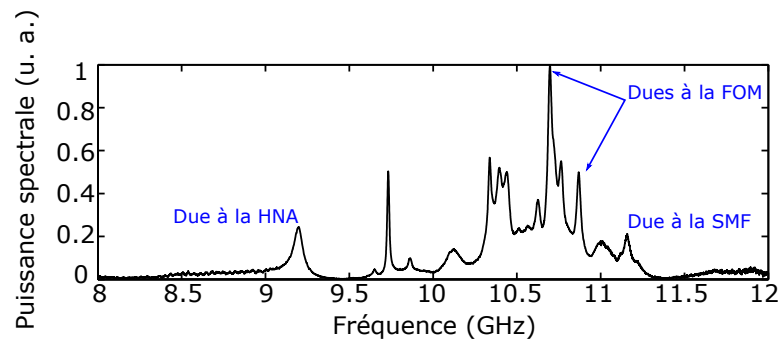


FIGURE 4.14 – Spectre Brillouin expérimental (rétro-diffusion) de la FOM 3 ( $d_c = 1,9 \mu\text{m}$ ), mesuré à la longueur d’onde optique de 1550 nm avec une puissance couplée de 24 dBm.

laquelle nous n’avons pas pu observer la DBS dans la FOM 5, dont le diamètre du cœur mesure  $3,9 \mu\text{m}$ .

Il faut aussi noter que sur la figure 4.13(a), il existe plusieurs branches de résonances acoustiques autour de 6 GHz, et ce nombre de branches résonantes a tendance à diminuer lorsque le diamètre du cœur augmente. C’est d’ailleurs ce que nous pouvons apercevoir au travers des résultats expérimentaux de la figure 4.11. Les résonances surfaciques sont dans une sorte de compétition, où seules les plus efficaces subsistent. Les autres résonances étant atténuées par absorption. Ces spécificités font des fibres optiques microstructurées des candidats adaptés pour contrôler la rétro-diffusion Brillouin de surface [33]. En revanche, il est important de souligner que le fait de ne pas utiliser des couches absorbantes parfaitement adaptées<sup>6</sup> dans notre modèle, les résultats de la figure 4.13(a) présentent plus de branches acoustiques qu’il n’est physiquement possible. Néanmoins, l’analyse de la distribution spatiale de la densité d’énergie cinétique permet de lever le doute et clarifier les fréquences qui résonnent réellement dans la fibre optique.

L’autre point à expliquer au sujet de cette DBS est l’aspect multi-pics de son spectre. Comme nous l’avons remarqué, le spectre Brillouin peut exhiber un ou plusieurs pics de résonance en fonction de la microstructure de la FOM. Pour comprendre ce phénomène, nous avons réalisé des simulations numériques dans une fibre optique optique présentant trois résonances surfaciques (FOM 2). Nous avons considéré deux cas de figure. Le premier (second) cas étant la simulation numérique à partir d’une géométrie régulière (géométrie réelle). Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 4.15. Comme on peut le voir, en utilisant une microstructure régulière, le spectre Brillouin théorique présente une unique résonance suffisamment efficace. On note quand-même quelques pics de résonances de très faibles amplitudes ( $-10$  dB par rapport au plus grand pic). Ces pics, peu prononcés pourraient provenir des multiples réflexions des ondes acoustiques aux frontières silice-air. Les déplacements longitudinaux et transverses sont re-

6. Une couche absorbante parfaitement adaptée (en anglais Perfectly Matched Layer, PML) est une couche artificielle utilisée en simulations numériques pour réduire considérablement les réflexions des ondes aux frontières d’un domaine de calcul.

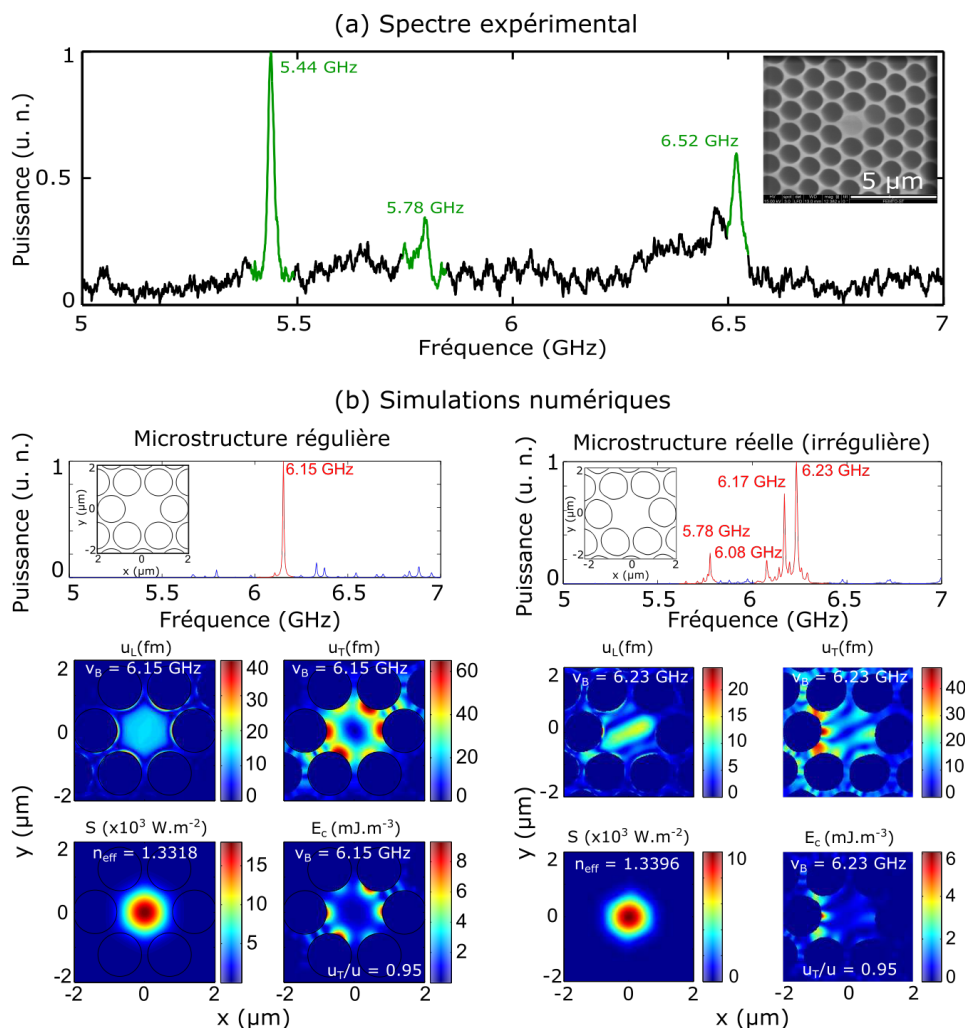


FIGURE 4.15 – Effet des irrégularités de la microstructure sur la diffusion Brillouin de surface dans une fibre optique microstructurée. (a) mesure expérimentale du spectre Brillouin avec une puissance couplée de 26,5 dBm; (b) simulations numériques du spectre Brillouin avec une microstructure régulière et irrégulière, auquel est associé à chaque fois, le mode optique, la distribution spatiale des déplacements ( $u_T$ ,  $u_L$ ) et de la densité d'énergie cinétique  $E_c$ .

partis de manière symétrique, à la surface des frontières silice-air. La profondeur de pénétration des ondes est inférieure à la longueur d'onde acoustique, caractéristiques intrinsèques des ondes élastiques de type Rayleigh. De même, la distribution de la densité d'énergie cinétique suit cette dynamique. À contrario, le spectre Brillouin obtenu avec la microstructure réelle (irrégulière) est multi-pic. Cette famille de résonances s'accorde relativement bien avec nos mesures expérimentales. Cependant, on peut constater que ni la distribution des déplacements, ni celle de la densité de l'énergie cinétique n'est symétrique au niveau des frontières silice-air. Bien que l'énergie reste majoritairement distribuée à la surface du cœur, elle est quand-même répartie de manière dissymétrique sur les frontières autour du cœur. La comparaison de ces résultats permet d'affirmer que

la présence des défauts géométriques contribuent fortement à la génération d'une famille d'ondes acoustiques de surface. Cette situation est similaire à celle du chapitre 3, lorsque nous simulons les spectres Brillouin à partir d'une géométrie réelle.

## 4.4/ CARACTÉRISATIONS DE LA DIFFUSION BRILLOUIN DE SURFACE

### 4.4.1/ EFFET DE LA PUISSANCE INCIDENTE

L'observation de la diffusion Brillouin de surface dans les fibres optiques microstructurée fait partie des travaux novateurs dans l'étude des interactions opto-acoustiques. Dans ce sens il s'avérait important de caractériser profondément cette nouvelle forme de diffusion de la lumière, différente de la diffusion Brillouin classique et de gaine. Nous avons commencé par explorer la dynamique de la DBS en fonction de la puissance incidente. Les résultats de mesures sont présentés sur les figures 4.16 et 4.17. À ces spectres, nous avons associé la largeur à mi-hauteur. Ces largeurs à mi-hauteurs ont été obtenues par ajustement des mesures expérimentales, à l'aide d'une courbe Lorentzienne. Dans le cas de la FOM 3, les largeurs à mi-hauteurs associées au pic de résonance à 5,66 GHz, mesurent environ 10 MHz. Elles sont particulièrement similaires à celles mesurées par Beugnot *et al.* [32]. Par ailleurs, les pics de résonance à 5,94 et 6,55 GHz sont 4 à 7 fois plus large. Cet élargissement spectral est probablement dû aux pertes acoustiques provenant de la rugosité de surface. Quant à la FOM 4, les pics de résonance mesurent environ 21 MHz.

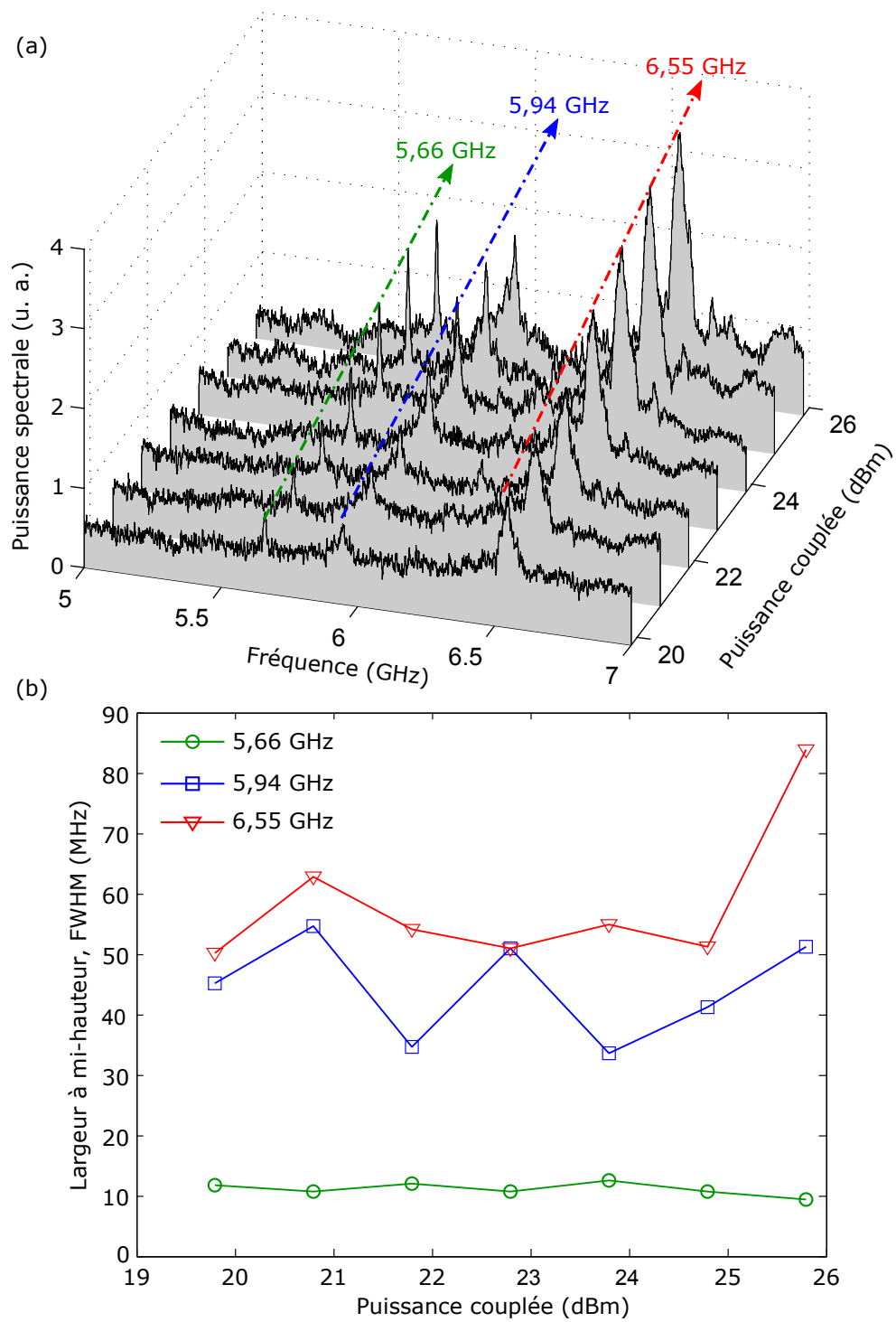


FIGURE 4.16 – Mesures Brillouin en fonction de la puissance couplée dans la FOM 3. (a) Résonances de surface ; (b) largeurs à mi-hauteur associées aux résonances.

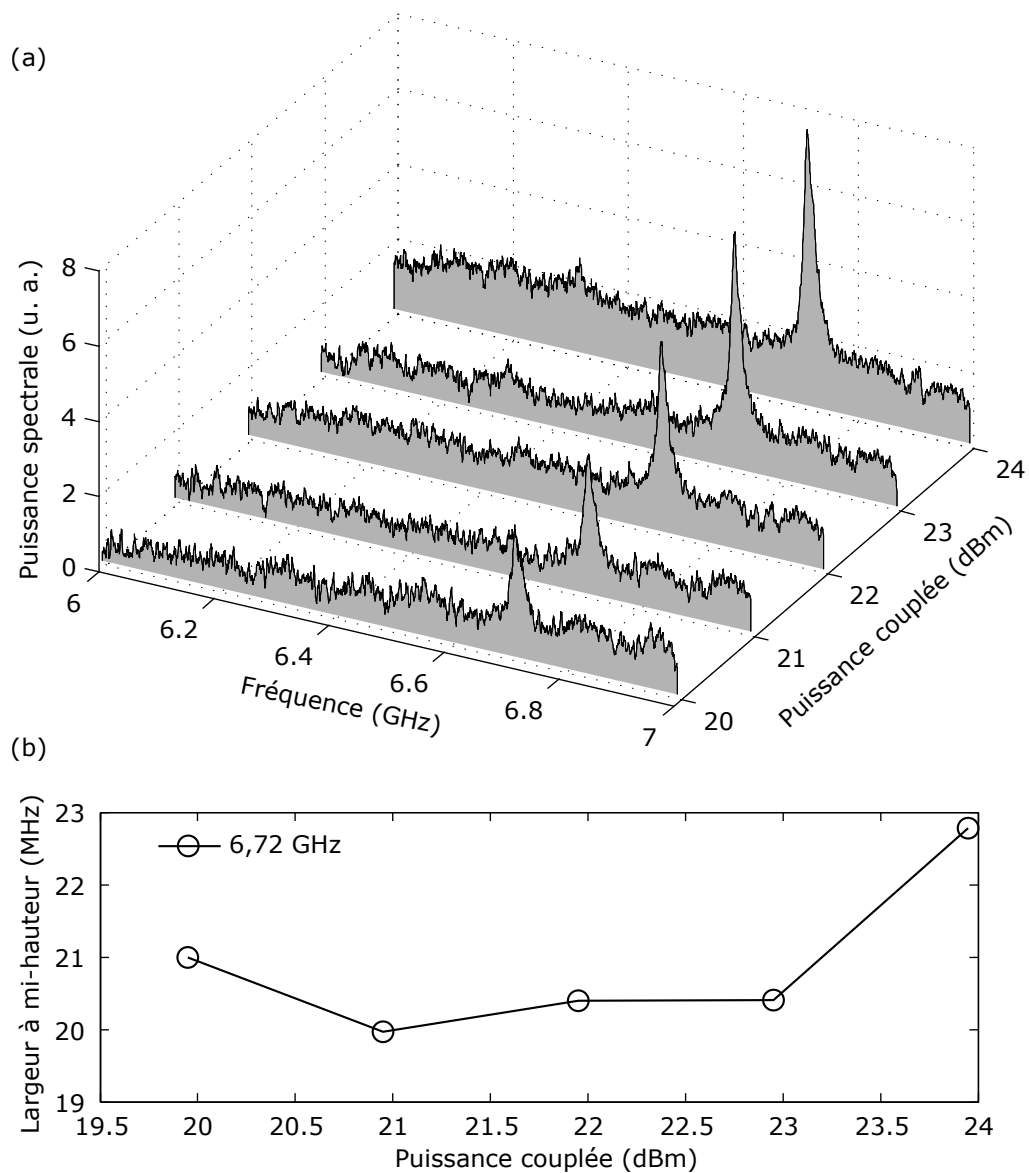


FIGURE 4.17 – Mesures Brillouin en fonction de la puissance couplée dans la FOM 4. (a) Spectres Brillouin ; (b) largeurs à mi-hauteur associées aux résonances.

#### 4.4.2/ ESTIMATION DU GAIN BRILLOUIN

L'une des informations supplémentaires à dégager au sujet de la diffusion Brillouin de surface est la valeur de son gain. Nous avons essayé de la mesurer en utilisant un montage expérimental *pompe-sonde*, comme décrit au chapitre 2. Mais les résultats n'ont pas été satisfaisant à cause de la faible dynamique de ces résonances. Comme le montre les simulations numériques par exemple, les signaux recherchés sont de 20 à 40 dB plus faible que les résonances à environ 11 GHz. Néanmoins, en faisant l'hypothèse selon laquelle : la dynamique de la diffusion Brillouin de surface est semblable à celle de la diffusion Brillouin d'origine volumique, nous avons estimé ce gain à partir de cette relation

(cf. chapitre 1) :

$$g_B = \frac{2\pi n_{\text{eff}}^7 p_{12}^2}{c \lambda_p^2 \rho V_a \Delta \nu_B}. \quad (4.4)$$

En introduisant la relation (4.3) dans l'équation (4.4), on obtient :

$$g_B = \frac{2\pi n_{\text{eff}}^8 p_{12}^3}{c \lambda_p^2 \rho \nu_B \Delta \nu_B}; \quad (4.5)$$

avec  $n_{\text{eff}}$  l'indice effectif,  $p_{12} = 0,285$  le coefficient photo-élastique,  $c = 3 \times 10^8$  m/s,  $\lambda_p = 1550$  nm,  $\rho = 2210$  kg/m<sup>3</sup>,  $\nu_B$  la fréquence Brillouin et  $\Delta \nu_B$  la largeur à mi-hauteur du pic de résonance. Les indices effectifs considérés ici sont ceux correspondant aux modes optiques polarisés suivant l'axe lent des FOMs. La biréfringence modale moyenne de ces FOMs est de  $\sim 10^{-4}$ . Par conséquent, la différence du gain Brillouin associée aux deux axes neutres est négligeable. Les valeurs du gain Brillouin  $g_B$  de ces résonances sont répertoriées dans le tableau 4.2. On peut noter que ces valeurs sont légèrement inférieures à celle du gain Brillouin usuel des fibres optiques standards ( $g_B$  oscille entre  $1,3 \times 10^{-11}$  et  $5 \times 10^{-11}$  m/W, à la longueur d'onde optique de 1550 nm) [13, 77]. Cepen-

(a) FOM 1			(b) FOM 2			
$\nu_B$ (GHz)	5,63	6,11	$\nu_B$ (GHz)	5,44	5,78	6,52
$\Delta \nu_B$ (MHz)	9,68	10,5	$\Delta \nu_B$ (MHz)	13,63	14,1	20,19
$\times 10^{-11} g_B$ (m/W)	3,84	3,26	$\times 10^{-11} g_B$ (m/W)	2,9	2,64	1,64

(c) FOM 3				(d) FOM 4	
$\nu_B$ (GHz)	5,66	5,94	6,55	$\nu_B$ (GHz)	6,72
$\Delta \nu_B$ (MHz)	11,56	45,13	50,18	$\Delta \nu_B$ (MHz)	20,1
$\times 10^{-11} g_B$ (m/W)	3,86	0,943	0,769	$\times 10^{-11} g_B$ (m/W)	2,47

TABLE 4.2 – Gain Brillouin en fonction des fréquences de résonance et des fibres optiques microstructurées.

dant, ces valeurs restent très approximatives, car la nature complexe des ondes acoustiques de surface ne font pas intervenir uniquement des déplacements longitudinaux. De plus, la valeur du coefficient photo-élastique  $p_{12}$  devrait être reconsidérée, car diffusion Brillouin de surface se produit au niveau des interfaces silice-air. Une belle perspective de ce travail consisterait à mesurer ce gain Brillouin, lié aux ondes acoustiques de surface.

## 4.5/ ACCORDABILITÉ DE LA DIFFUSION BRILLOUIN DE SURFACE

Dans cette section, nous allons particulièrement traiter de l'accordabilité de la diffusion Brillouin de surface, en utilisant une approche passive. Il s'agit ici de trouver un moyen efficace permettant de moduler l'amplitude et la fréquence de la DBS. Pour cela



nous avons exploité la microstructure des fibres à cristaux photoniques. Ainsi, les paramètres géométriques comme le pas  $\Lambda$ , le diamètre du cœur  $d_c$  ou encore le diamètre des trous d'air  $d$ , se présentent comme les éléments essentiels de cette étude. Nos investigations sont essentiellement numériques et basées sur la résolution de l'équation élastodynamique, par éléments finis. Afin de réduire la complexité du traitement, nous avons considéré une microstructure constituée de 3 rangées de trous circulaires, et dont la symétrie est d'ordre 6. Cette microstructure est présentée sur la figure 4.18. En utili-

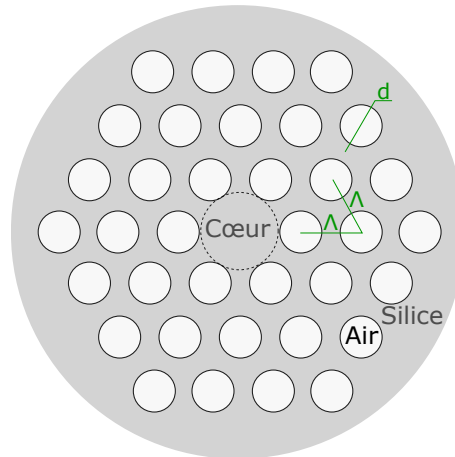


FIGURE 4.18 – Microstructure de la section transverse correspondante à la fibre optique à cristal photonique considérée pour les simulations numériques.

sant les propriétés des triangles équilatéraux, nous pouvons écrire la relation qui définit le pas à partir du diamètre des trous et du cœur :

$$\Lambda = \frac{1}{2}(d_c + d). \quad (4.6)$$

D'après la condition d'accord de phase  $k_a = 2k_1$ , la fréquence Brillouin  $\nu_B$  d'un guide optique varie linéairement en fonction de l'indice effectif  $n_{\text{eff}}$ . Ce qui implique que la variation de l'indice effectif permet d'accorder aisément  $\nu_B$ . Cette approche a déjà été explorée et les résultats sont présentés sur la figure 4.13(a). Mais comme l'indice effectif n'est modulé qu'à partir du diamètre du cœur, il n'est pas évident de se rendre compte de l'impact réel dû à l'arrangement de la microstructure. Pour répondre à cette préoccupation nous avons fait le choix de calculer le spectre Brillouin de différentes microstructures, mais avec à chaque fois le même indice effectif. Afin de conserver le même indice effectif pour des microstructures différentes, nous avons introduit un terme de correction à l'équation (4.6). Ce qui a conduit à la relation (4.7).

$$\Lambda = \frac{1}{2}(d_c + d) \pm \Delta ; \quad (4.7)$$

avec  $\Delta \sim 10$  nm.

Les simulations numériques de la figure 4.19 montrent bien que la fréquence de

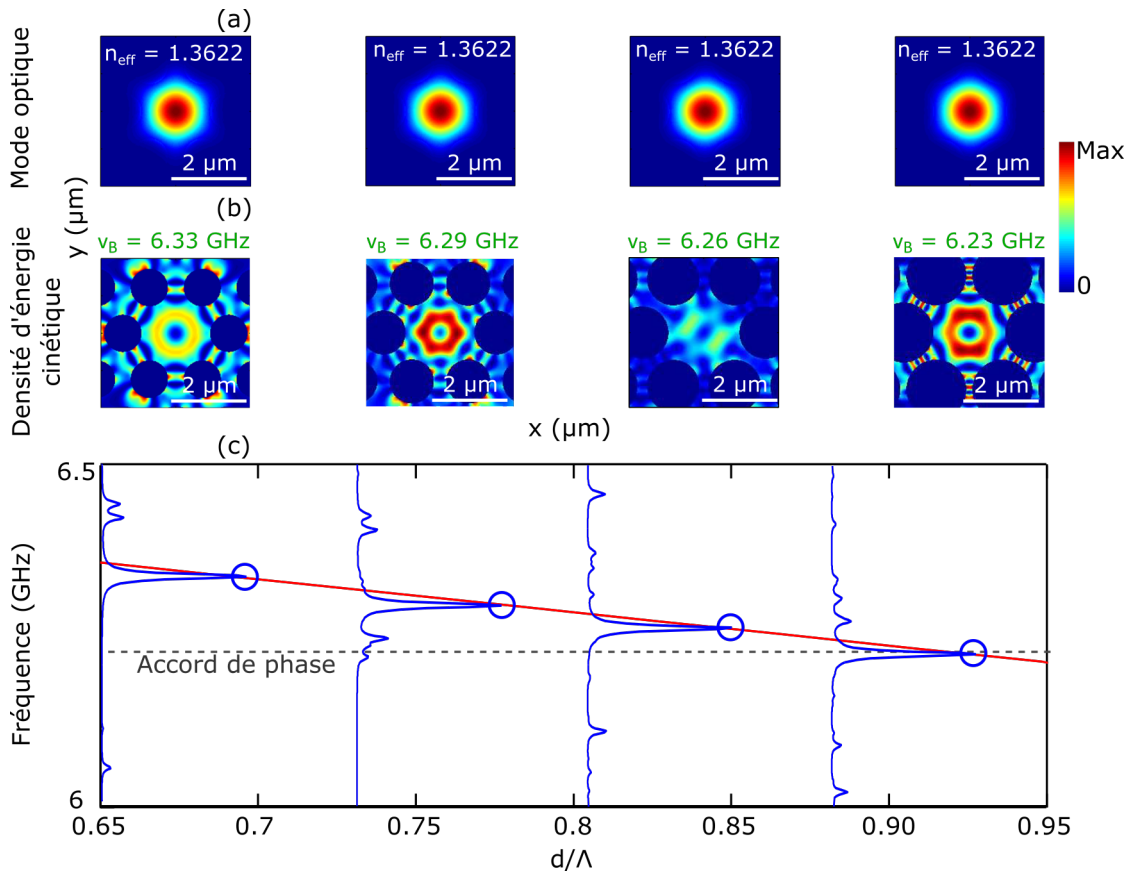


FIGURE 4.19 – Simulations numériques de la diffusion Brillouin de surface en fonction de la microstructure. (a) Modes optiques ; (b) distribution spatiale de la densité d'énergie cinétique ; (c) spectre Brillouin en fonction du rapport  $\frac{d}{\Lambda}$ .

résonance Brillouin est accordable en fonction de l'arrangement de la microstructure. Pour une même valeur d'indice effectif, on arrive à modifier la fréquence Brillouin en changeant le pas et le diamètre des trous. Ce résultat montre que la diffusion Brillouin de surface est extrêmement sensible aux interfaces (silice-air). Toutefois, il est quand même nécessaire de s'interroger sur la distribution spatiale de la densité d'énergie cinétique que nous montrons ici. On peut constater qu'elle diffère considérablement des résultats présentés en amont, car le maximum de l'énergie n'est pas toujours localisé au niveau des frontières silice-air. De nos connaissances, la seule explication que nous puissions donner à ce stade est que ces distributions correspondent à celles d'une onde pseudo-surfacique.

L'autre point sur lequel nous nous sommes penchés concerne la modulation de l'amplitude des résonances Brillouin, en fonction de la microstructure. Cette fois nous avons fait varier le diamètre des trous  $d$  avec  $d_c$  fixe, et déterminé  $\Lambda$  à partir de l'équation (4.6). Nous exposons les résultats obtenus sur la figure 4.20. Comme on peut le constater, la fréquence de résonance décroît avec le taux de remplissage d'air  $\frac{d}{\Lambda}$ . Pour un pas  $\Lambda$  fixe, l'augmentation du taux de remplissage d'air conduit à une diminution du diamètre du cœur. Par conséquent l'indice effectif voit sa valeur diminuer elle aussi, d'où

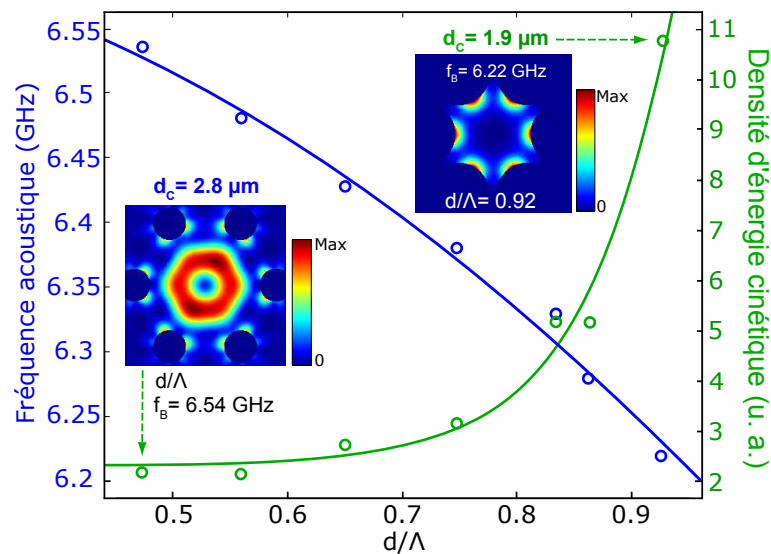


FIGURE 4.20 – Simulations numériques de la fréquence Brillouin de surface (points en bleu) et de la densité d'énergie cinétique (points en vert), en fonction du rapport  $\frac{d}{\Lambda}$ . Les courbes continues bleue et verte, sont respectivement des ajustements quadratique et exponentielle. En encart, nous représentons la distribution spatiale de la densité d'énergie cinétique.

la décroissance de la fréquence de résonance. À l'opposé, l'amplitude de ces résonances croît avec  $\frac{d}{\Lambda}$ , car plus la section transverse est petite, plus la force électrostrictive est importante au niveau des frontières silice-air. Ce qui se manifeste par une diffusion surfacique de plus en plus importante. Ces résultats montrent que la DBS nécessite une forte fraction d'air pour limiter les fuites de l'énergie élastique vers la gaine. Idéalement, on peut imaginer qu'une bande interdite phononique autour du cœur, aux fréquences de la DBS, empêcherait l'énergie élastique de fuir.

#### 4.6/ SENSIBILITÉ À LA TEMPÉRATURE

La DBS dans les FOMs permet d'envisager des applications dans le domaine des capteurs à ondes de surface. Ces capteurs pourraient être ultra-sensibles à la composition du milieu qui environne la matière solide. Dans ce sens, une étude de la diffusion Brillouin de surface dans les fibres optiques microstructurées, en fonction de la pression atmosphérique ou encore de la composition de l'air pourrait être un travail marquant. Nous n'avons pas pu le faire en raison des limitations techniques. Toutefois, nous avons exploré expérimentalement l'influence de la température sur cette DBS. Le but étant d'évaluer leur sensibilité à ce paramètre thermodynamique. Le mode opératoire était le suivant : pour une FOM, nous avons mesuré le spectre Brillouin en fonction de la température. Comme au chapitre 2, le montage expérimental était constitué d'un système de détection hétérodyne. La fibre optique microstructurée quant à elle était placée dans

une enceinte contrôlée en température (cf. chapitre 2). Les courbes de la figure 4.21 montrent les résultats obtenus, dans la FOM 3, pour les résonances à 5,94 et 6,55 GHz. La fréquence Brillouin varie linéairement en fonction de température (de 20 °C à 60 °C). La pente  $C_T = \frac{\partial \nu_B}{\partial T}$ , calculée à partir d'une courbe d'ajustement linéaire est de 449 kHz/°C pour la résonance à 5,94 GHz, et de 440 kHz/°C pour celle à 6,55 GHz.

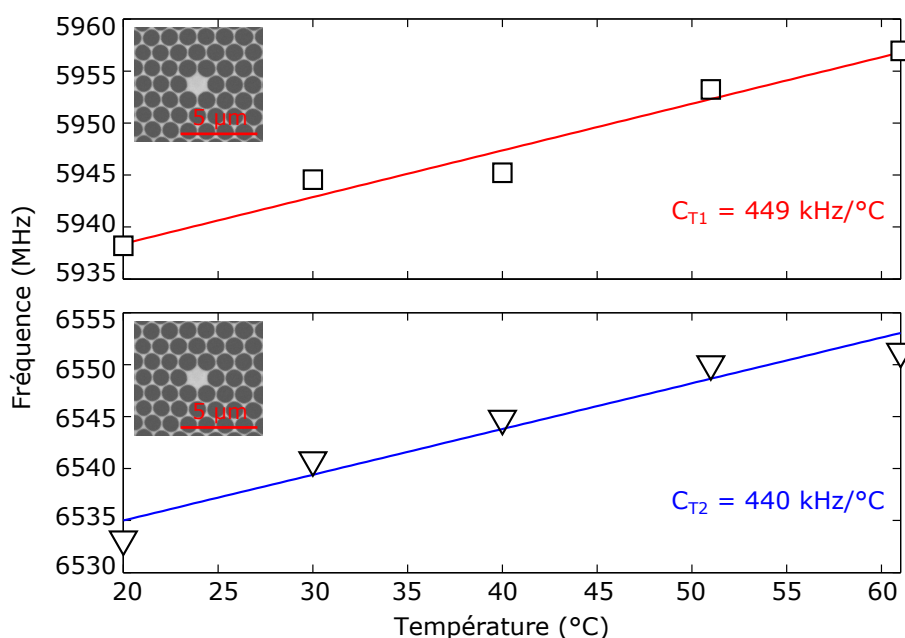


FIGURE 4.21 – Variation de la fréquence Brillouin de surface en fonction de la température, dans la FOM 3. Les points (carrés et triangles) désignent les mesures expérimentales. Les courbes continues (rouge et bleue) sont des courbes d'ajustement linéaire.  $C_{T1}$  et  $C_{T2}$  sont respectivement, le coefficient de variation de la fréquence 5,94 GHz et 6,55 GHz.

En théorie, le coefficient de température normalisé de la fréquence Brillouin est défini par [96] :

$$\theta = \frac{1}{\nu_B} \frac{\partial \nu_B}{\partial T}. \quad (4.8)$$

$\theta$  vaut  $9,2 \times 10^{-5} / ^\circ\text{C}$  dans la silice [124]. À partir de l'équation (4.8) nous pouvons déduire la valeur théorique de  $C_T$  en utilisant cette relation :  $C_T = \nu_B \theta$ . Un calcul a permis de déterminer des coefficients de température théoriques  $C_T$  de 550 kHz/°C (5,94 GHz) et 660 kHz/°C (6,55 GHz), en accord appréciable avec les mesures expérimentales.

On note un écart maximal d'environ 33% entre le coefficient de température théorique et expérimental. Cet écart provient probablement des erreurs liées aux courbes d'ajustement et aux mesures de température. En effet, pour déterminer la fréquence de résonance, nous réalisons un ajustement Lorentzien. De plus, la mesure de température possède en moyenne une incertitude allant de 1 à 2 °C.

## 4.7/ CONCLUSION DU CHAPITRE

Il était question pour nous d'explorer la dynamique de la diffusion Brillouin de surface dans une configuration guidée et flexible. Nous avons montré que les fibres optiques microstructurées dont le diamètre du cœur est de l'ordre de longueur d'onde optique, permettent d'observer la DBS. Cette diffusion Brillouin de surface se caractérise spectralement par des résonances Lorentziennes, autour de 6 GHz.

Nous avons également montré à partir des simulations numériques, que la DBS est extrêmement sensible à la forme de la microstructure. Cette haute sensibilité s'avère être un moyen efficace pour contrôler les fréquences de résonance de la DBS. De même, cette sensibilité pourrait être un atout majeur pour la fabrication des capteurs ultra-sensibles.

Par ailleurs une étude du comportement de la diffusion Brillouin de surface en fonction de la température, montre que sa sensibilité est semblable à celle de la diffusion Brillouin due aux ondes acoustiques de volume, ce qui permet d'envisager des capteurs de température utilisant la DBS.



# CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

Cette thèse de doctorat avait pour objectifs, l'exploration et la caractérisation de la rétro-diffusion Brillouin dans des fibres optiques spéciales, telles que les microfibres et les fibres microstructurées (FOMs) à petit cœur, dans le but de réaliser des fonctions optiques avancées et des capteurs. Ce sujet de thèse s'inscrit dans le cadre des recherches en opto-acoustique, que développe les départements d'optique et MN2S<sup>7</sup> de L'Institut FEMTO-ST, depuis plusieurs années. Ces recherches sont menées sous la direction conjointe de T. Sylvestre et J.-C. Beugnot, avec le support de V. Laude. Ces activités résultent des collaborations scientifiques avec l'Université Mc Gill, la plateforme de fabrication des fibres optiques : le laboratoire PhLAM de L'IRCICA, et le groupe Fibre optique de l'EPFL.

Dans un premier temps, nous avons démontré que les microfibres optiques en verre de chalcogénure  $As_2Se_3$  possèdent un gain Brillouin 150 à 250 fois supérieur à celui d'une fibre optique conventionnelle de silice. L'étendue de cette plage d'efficacité provient de la dépendance de la diffusion Brillouin, aux propriétés optiques, acoustiques et géométriques des guides optiques. Par ailleurs, grâce à un dispositif de mesure sans contact, basé sur la corrélation de phase et développé à l'EPFL, nous avons cartographié l'uniformité de ces MFOs en verre de chalcogénure. Les résultats montrent que ces MFOs présentent très peu de fluctuations géométriques longitudinales (moins de 5 %), dues à la bonne maîtrise du procédé de fabrication. Ce double avantage fait des microfibres optiques en verre de chalcogénure  $As_2Se_3$ , des candidats potentiels pour l'industrie des lasers Brillouin, car ils sont peu encombrants et très efficaces ( $\sim 10$  dB d'amplification par effet Brillouin, avec seulement 3 mW de puissance optique continue). Cette perspective est confortée par la récente mise au point d'un laser Brillouin à partir d'une fibre optique chalcogénure à cœur suspendu, d'environ 5 m de longueur [75]. De plus, nos travaux montrent que la gaine PMMA localisée autour du chalcogénure, joue le rôle d'amortisseur acoustique. Cette caractéristique peut-être utilisée pour réduire ou contrôler la diffusion Brillouin sans modifier la propagation optique.

Deuxièmement, nous nous sommes intéressés à l'influence de la microstructure et de la géométrie d'une fibre optique microstructurée sur le spectre Brillouin. Nous avons montré qu'une FOM effilée de silice, présente un spectre Brillouin fortement élargi et multi-pics. Notre étude démontre qu'une FOM dont la microstructure est de l'ordre de la longueur

---

7. MN2S : département Micro Nano Sciences et Systèmes de l'Institut FEMTO-ST.

d'onde optique génère un spectre Brillouin multimode. À ce spectre, s'ajoute une augmentation du seuil Brillouin. D'autre part, ces résultats montrent qu'une FOM effilée peut être une alternative pour augmenter le seuil Brillouin dans des systèmes lasers fibrés. Par cette étude, nous pouvons envisager la possibilité de mettre en forme le spectre Brillouin, par un moyen passif, basé essentiellement sur la modulation de la géométrie longitudinale et transverse d'une fibre optique microstructurée. On pourrait aussi envisager de tester différentes techniques de mesures distribuées du spectre Brillouin, afin de cartographier l'évolution de l'interaction opto-acoustique le long de la fibre optique.

Finalement, pour la première fois à notre connaissance, nous avons mis en évidence la diffusion Brillouin de surface (DBS) dans des fibres optiques microstructurées à petit cœur. Le spectre Brillouin associé à cette forme de diffusion présente des pics de résonance autour de 6 GHz, dans des FOMs de silice, et à la longueur d'onde optique de 1550 nm. Nous avons montré que la DBS est sensible à l'état de surface des trous d'air qui constituent la microstructure de la FOM. La géométrie irrégulière des trous d'air, est à l'origine de la dispersion des phonons acoustiques de surface, ce qui génère un spectre Brillouin multi-pics dans la gamme de fréquences de 6 GHz. De même, l'arrangement de la microstructure permet de moduler la fréquence de résonance des ondes acoustiques de surface. En outre, bien que nous n'ayons pas pu mesurer le gain de cette diffusion de surface, nous avons néanmoins estimé sa valeur en utilisant des hypothèses physiques de la rétro-diffusion Brillouin, due aux ondes acoustiques de volume. Le gain estimé est de l'ordre de  $10^{-12}$  -  $10^{-11}$  m/W. La mesure de ce gain Brillouin n'a pas été possible, d'une part à cause de la faible efficacité de l'interaction, et d'autres parts, probablement à cause de l'origine essentiellement thermique des phonons acoustiques de surface. Toutefois, ce travail permettrait de déboucher sur la réalisation des capteurs, sensibles à la rugosité longitudinale de la microstructure des FOMs. Nous avons également évalué la dépendance à la température de la diffusion Brillouin de surface. Notre mesure du coefficient de température normalisé  $\theta$  ( $\theta \approx 7 \times 10^{-5}$  -  $8 \times 10^{-5}$  /°C) est en bon accord avec les mesures liées à la diffusion Brillouin d'origine volumique [96, 124].

L'observation de la diffusion Brillouin de surface dans les fibres optiques microstructurées, montre que ces guides optiques possèdent encore des phénomènes physiques à explorer. Récemment, le groupe de P. St. Russell a démontré des interactions de type opto-mécaniques (métant en jeu des forces optiques de surface), dans une fibre optique dont la microstructure transverse est constituée de deux membranes de verre, suspendues [125].



# BIBLIOGRAPHIE

- [1] E. P. Ippen and R. H. Stolen. Stimulated Brillouin scattering in optical fibers. *Applied Physics Letters*, 21(11) :539–541, 1972.
- [2] Léon Brillouin. Diffusion de la lumière et des rayons X par un coprs transparent homogène. Influence de l’agitation thermique. *Ann. Phys. (Paris)*, 17(88-122) :21, 1922.
- [3] Carlos Augusto Galindez-Jamioy and José Miguel López-Higuera. Brillouin distributed fiber sensors : an overview and applications. *Journal of Sensors*, 2012, 2012.
- [4] S. P. Smith, F. Zarinetchi, and S. Ezekiel. Narrow-linewidth stimulated Brillouin fiber laser and applications. *Opt. Lett.*, 16(6) :393–395, 1991.
- [5] Irina V. Kabakova, Ravi Pant, Duk-Yong Choi, Sukhanta Debbarma, Barry Luther-Davies, Stephen J. Madden, and Benjamin J. Eggleton. Narrow linewidth Brillouin laser based on chalcogenide photonic chip. *Opt. Lett.*, 38(17) :3208–3211, 2013.
- [6] Miguel Gonzalez-Herraez, Kwang-Yong Song, and L. Thevenaz. Optically controlled slow and fast light in optical fibers using stimulated brillouin scattering. *Applied Physics Letters*, 87(8) :081113–081113–3, Aug 2005.
- [7] Andrey Kobaykov, Michael Sauer, and Dipak Chowdhury. Stimulated Brillouin scattering in optical fibers. *Adv. Opt. Photon.*, 2(1) :1–59, 2010.
- [8] S. G. Leon-Saval, T. A. Birks, W. J. Wadsworth, P. St. J. Russell, and M. W. Mason. Supercontinuum generation in submicron fibre waveguides. *Opt. Express*, 12(13) :2864–2869, 2004.
- [9] John M. Dudley, Goëry Genty, and Stéphane Coen. Supercontinuum generation in photonic crystal fiber. *Rev. Mod. Phys.*, 78 :1135–1184, 2006.
- [10] Lei Zhang, Jingyi Lou, and Limin Tong. Micro/nanofiber optical sensors. *Photonic Sensors*, 1(1) :31–42, 2011.
- [11] Cristiano M. B. Cordeiro, Marcos A. R. Franco, Giancarlo Chesini, Elaine C. S. Barretto, Richard Lwin, C. H. Brito Cruz, and Maryanne C. J. Large. Microstructured-core optical fibre for evanescent sensing applications. *Opt. Express*, 14(26) :13056–13066, 2006.
- [12] Robert W. Boyd. *Nonlinear optics*. Academic press, 2003.
- [13] G. P. Agrawal. *Nonlinear fibers optics*. Academic press, 2013.
- [14] Chandrasekhara Venkata Raman. A new radiation. *Indian Journal of physics*, 2 :387–398, 1928.
- [15] R. G. Smith. Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering. *Appl. Opt.*, 11(11) :2489–2494, 1972.

- [16] J. AuYeung and A. Yariv. Spontaneous and stimulated Raman scattering in long low loss fibers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 14(5) :347–352, 1978.
- [17] M. Leontowitsch L. Mandelstam, G. Landsberg. Über die theorie der molekularen lichtzerstreuung in kristallen (klassische theorie). *Z. f. Physik*, 60 :334–344, 1930.
- [18] R. Y. Chiao, C. H. Townes, and B. P. Stoicheff. Stimulated Brillouin scattering and coherent generation of intense hypersonic waves. *Phys. Rev. Lett.*, 12 :592–595, 1964.
- [19] Robert W Boyd, Kazimierz Rzażewski, and Paul Narum. Noise initiation of stimulated Brillouin scattering. *Physical Review A*, 42(9) :5514, 1990.
- [20] Birgit Stiller. *Brillouin scattering in photonic crystal fiber : from fundamentals to fiber optic sensors*. PhD thesis, 2012.
- [21] Marc Niklès. *La diffusion Brillouin dans les fibres optiques*. PhD thesis, EPFL, 1997.
- [22] D. Royer and E. Dieulesaint. *Onde Élastiques dans les Solides*. Masson, Paris, 1996.
- [23] Myeong Soo Kang, André Brenn, Gustavo S. Wiederhecker, and Philip St.J. Russell. Optical excitation and characterization of gigahertz acoustic resonances in optical fiber tapers. *Applied Physics Letters*, 93(13), 2008.
- [24] R. M. Shelby, M. D. Levenson, and P. W. Bayer. Guided acoustic-wave Brillouin scattering. *Phys. Rev. B*, 31 :5244–5252, 1985.
- [25] Jean-Charles Beugnot. *La diffusion Brillouin dans les fibres optiques microstructurées*. PhD thesis, Université de Franche-Comté, 2007.
- [26] Jean-Charles Beugnot, Thibaut Sylvestre, Hervé Maillotte, Gilles Mélin, and Vincent Laude. Guided acoustic wave Brillouin scattering in photonic crystal fibers. *Opt. Lett.*, 32(1) :17–19, 2007.
- [27] D. Elser, U. L. Andersen, A. Korn, O. Glöckl, S. Lorenz, Ch. Marquardt, and G. Leuchs. Reduction of guided acoustic wave Brillouin scattering in photonic crystal fibers. *Phys. Rev. Lett.*, 97 :133901, 2006.
- [28] Y. R. Shen and N. Bloembergen. Theory of stimulated Brillouin and Raman scattering. *Phys. Rev.*, 137 :A1787–A1805, 1965.
- [29] C. N. Pannell, P. St. J. Russell, and T. P. Newson. Stimulated Brillouin scattering in optical fibers : the effects of optical amplification. *J. Opt. Soc. Am. B*, 10(4) :684–690, 1993.
- [30] K. Ogusu, H. Li, and M. Kitao. Brillouin-gain coefficients of chalcogenide glasses. 21(7) :1302–1304, 2004.
- [31] Paulo Dainese, P St J Russell, N Joly, JC Knight, GS Wiederhecker, Hugo L Fragnito, Vincent Laude, and Abdelkrim Khelif. Stimulated Brillouin scattering from multi-GHz-guided acoustic phonons in nanostructured photonic crystal fibres. *Nature Physics*, 2(6) :388–392, 2006.
- [32] Jean-Charles Beugnot, Sylvie Lebrun, Gilles Pauliat, Hervé Maillotte, Vincent Laude, and Thibaut Sylvestre. Brillouin light scattering from surface acoustic waves in a subwavelength-diameter optical fibre. *Nature communications*, 5, 2014.
- [33] Joël Cabrel Tchahame, Jean-Charles Beugnot, Kien Phan Huy, Vincent Laude, Alexandre Kudlinski, and Thibaut Sylvestre. Surface Brillouin scattering in photonic crystal fibers. *Opt. Lett.*, 41(14) :3269–3272, 2016.

- [34] Jean-Charles Beugnot and Vincent Laude. Electrostriction and guidance of acoustic phonons in optical fibers. *Phys. Rev. B*, 86 :224304, 2012.
- [35] Vincent Laude and Jean-Charles Beugnot. Generation of phonons from electrostriction in small-core optical waveguides. *AIP Advances*, 3(4) :042109, 2013.
- [36] A. Hirose, Y. Takushima, and T. Okoshi. Suppression of stimulated Brillouin scattering and brillouin crosstalk by frequency-sweeping spread-spectrum scheme. *Journal of optical communications*, 12(3) :82–85, 1991.
- [37] Jean-Charles Beugnot, Raja Ahmad, Martin Rochette, Vincent Laude, Hervé Maillotte, and Thibaut Sylvestre. Reduction and control of stimulated Brillouin scattering in polymer-coated chalcogenide optical microwires. *Opt. Lett.*, 39(3) :482–485, 2014.
- [38] Gilberto Brambilla, Fei Xu, Peter Horak, Yongmin Jung, Fumihito Koizumi, Neil P. Sessions, Elena Koukharenko, Xian Feng, Ganapathy S. Murugan, James S. Wilkinson, and David J. Richardson. Optical fiber nanowires and microwires : fabrication and applications. *Adv. Opt. Photon.*, 1(1) :107–161, Jan 2009.
- [39] C. V. Boys. On the production, properties, and some suggested uses of the finest threads. *Proceedings of the Physical Society of London*, 9(1) :8, 1887.
- [40] N. S. Kapany. High-resolution fibre optics using sub-micron multiple fibres. *Nature*, 184 :881–883, 1959.
- [41] J. C. Knight, G. Cheung, F. Jacques, and T. A. Birks. Phase-matched excitation of whispering-gallery-mode resonances by a fiber taper. *Opt. Lett.*, 22(15) :1129–1131, 1997.
- [42] F. Bilodeau, K. O. Hill, D. C. Johnson, and S. Faucher. Compact, low-loss, fused biconical taper couplers : overcoupled operation and antisymmetric supermode cutoff. *Opt. Lett.*, 12(8) :634–636, 1987.
- [43] Limin Tong, Rafael R Gattass, Jonathan B Ashcom, Sailing He, Jingyi Lou, Mengyan Shen, Iva Maxwell, and Eric Mazur. Subwavelength-diameter silica wires for low-loss optical wave guiding. *Nature*, 426 :816–819, 2003.
- [44] Chams Baker and Martin Rochette. Highly nonlinear hybrid AsSe-PMMA microtapers. *Opt. Express*, 18(12) :12391–12398, Jun 2010.
- [45] Xiaoqin Wu and Limin Tong. Optical microfibers and nanofibers. *Nanophotonics*, 2(5-6) :407–428, 2013.
- [46] E. C. Mägi, L. B. Fu, H. C. Nguyen, M. R. Lamont, D. I. Yeom, and B. J. Eggleton. Enhanced kerr nonlinearity in sub-wavelength diameter As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> chalcogenide fiber tapers. *Opt. Express*, 15(16) :10324–10329, 2007.
- [47] C. Baker and M. Rochette. High nonlinearity and single-mode transmission in tapered multimode As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>-PMMA fibers. *Photonics Journal, IEEE*, 4(3) :960–969, 2012.
- [48] Chams Baker and Martin Rochette. A generalized heat-brush approach for precise control of the waist profile in fiber tapers. *Opt. Mater. Express*, 1(6) :1065–1076, 2011.
- [49] Desmond Chow, Joël Cabrel Tchahame, Andrey Denisov, Jean-Charles Beugnot, Thibaut Sylvestre, Lizhu Li, Raja Ahmad, Martin Rochette, Kenny Hey Tow, Marcelo A. Soto, and Luc Thévenaz. Mapping the uniformity of optical microwires using phase-correlation Brillouin distributed measurements. In *Frontiers in Optics 2015*, page FW4F.4. Optical Society of America, 2015.

- [50] P. St. J. Russell. Photonic-crystal fibers. *J. Lightwave Technol.*, 24(12) :4729–4749, 2006.
- [51] Orlando Frazao, José L. Santos, Francisco M. Araújo, and Luis A. Ferreira. Optical sensing with photonic crystal fibers. *Laser & Photonics Reviews*, 2(6) :449–459, 2008.
- [52] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, TA Birks, P. St. J. Russell, P. J. Roberts, and D. C. Allan. Single-mode photonic band gap guidance of light in air. *science*, 285 :1537–1539, 1999.
- [53] Erik P. Schartner, Georgios Tsiminis, Matthew R. Henderson, Stephen C. Warren-Smith, and Tanya M. Monro. Quantification of the fluorescence sensing performance of microstructured optical fibers compared to multi-mode fiber tips. *Opt. Express*, 24(16) :18541–18550, 2016.
- [54] Katsusuke Tajima, Jian Zhou, Kazuhide Nakajima, and Kiminori Sato. Ultralow loss and long length photonic crystal fiber. *J. Lightwave Technol.*, 22(1) :7, 2004.
- [55] Mitsuhiro Tateda, Tsuneo Horiguchi, Toshio Kurashima, and Koushi Ishihara. First measurement of strain distribution along field-installed optical fibers using Brillouin spectroscopy. In *Optical Fiber Communication*, page PD15. Optical Society of America, 1990.
- [56] Toshio Kurashima, Tsuneo Horiguchi, and Mitsuhiro Tateda. Distributed-temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical silica fibers. *Opt. Lett.*, 15(18) :1038–1040, 1990.
- [57] A. Fellay, L. Thévenaz, M. Facchini, M. Niklès, and P. Robert. Distributed sensing using stimulated Brillouin scattering : towards ultimate resolution. In *12th International Conference on Optical Fiber Sensors*, page OWD3. Optical Society of America, 1997.
- [58] Kazuo Hotate and Takemi Hasegawa. Measurement of Brillouin gain spectrum distribution along an optical fiber using a correlation-based technique-proposal, experiment and simulation. *IEICE transactions on electronics*, 83(3) :405–412, 2000.
- [59] David Elooz, Yair Antman, Nadav Levanon, and Avi Zadok. High-resolution long-reach distributed Brillouin sensing based on combined time-domain and correlation-domain analysis. *Opt. Express*, 22(6) :6453–6463, 2014.
- [60] A. Zadok, Y. Antman, N. Primerov, A. Denisov, J. Sancho, and L. Thevenaz. Random-access distributed fiber sensing. *Laser & Photonics Reviews*, 6(5) :L1–L5, 2012.
- [61] Zhonghua Ou, Xiaoyi Bao, Yang Li, B. Saxena, and Liang Chen. Ultranarrow linewidth brillouin fiber laser. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 26(20) :2058–2061, 2014.
- [62] Alvaro Casas-Bedoya, Blair Morrison, Mattia Pagani, David Marpaung, and Benjamin J. Eggleton. Tunable narrowband microwave photonic filter created by stimulated Brillouin scattering from a silicon nanowire. *Opt. Lett.*, 40(17) :4154–4157, 2015.
- [63] Raphaël Van Laer, Bart Kuyken, Dries Van Thourhout, and Roel Baets. Interaction between light and highly confined hypersound in a silicon photonic nanowire. *Nature Photonics*, 9(3) :199–203, 2015.

- [64] Peter T. Rakich, Charles Reinke, Ryan Camacho, Paul Davids, and Zheng Wang. Giant enhancement of stimulated Brillouin scattering in the subwavelength limit. *Phys. Rev. X*, 2 :011008, 2012.
- [65] Ravi Pant, Christopher G. Poulton, Duk-Yong Choi, Hannah Mcfarlane, Samuel Hile, Enbang Li, Luc Thevenaz, Barry Luther-Davies, Stephen J. Madden, and Benjamin J. Eggleton. On-chip stimulated Brillouin scattering. *Opt. Express*, 19(9) :8285–8290, 2011.
- [66] Moritz Merklein, Irina V. Kabakova, Thomas F. S. Büttner, Duk-Yong Choi, Barry Luther-Davies, Stephen J. Madden, and Benjamin J. Eggleton. Enhancing and inhibiting stimulated Brillouin scattering in photonic integrated circuits. *Nature communications*, 6, 2015.
- [67] M. S. Kang, A. Nazarkin, A. Brenn, and P. St. J. Russell. Tightly trapped acoustic phonons in photonic crystal fibres as highly nonlinear artificial Raman oscillators. *Nature Physics*, 5(4) :276–280, 2009.
- [68] J. R. Sandercock. Light scattering from surface acoustic phonons in metals and semiconductors. *Solid State Communications*, 26(8) :547–551, 1978.
- [69] R. E. Benner, E. M. Brody, and H. R. Shanks. Elastic moduli of  $\text{ReO}_3$  by Brillouin scattering. *Journal of Solid State Chemistry*, 22(4) :361–366, 1977.
- [70] A. M. Marvin, V. Bortolani, F. Nizzoli, and G. Santoro. Surface Brillouin scattering from acoustic phonons. ii. application to semiconductors. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, 13(8) :1607, 1980.
- [71] Omar Florez, Paulo F. Jarschel, Yovanny A. V. Espinel, Cristiano Cordeiro, Thiago P. Mayer Alegre, Gustavo S. Wiederhecker, and Paulo Dainese. Brillouin scattering self-cancellation. *Nat. Commun.*, 7(11759), 2016.
- [72] Joël Cabrel Tchahame, Jean-Charles Beugnot, Alexandre Kudlinski, and Thibaut Sylvestre. Multimode Brillouin spectrum in a long tapered birefringent photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, 40(18) :4281–4284, 2015.
- [73] Xiaoyi Bao and Liang Chen. Recent progress in Brillouin scattering based fiber sensors. *Sensors*, 11(4) :4152–4187, 2011.
- [74] Adam Byrnes, Ravi Pant, Enbang Li, Duk-Yong Choi, Christopher G. Poulton, Shan-hui Fan, Steve Madden, Barry Luther-Davies, and Benjamin J. Eggleton. Photonic chip based tunable and reconfigurable narrowband microwave photonic filter using stimulated Brillouin scattering. *Opt. Express*, 20(17) :18836–18845, 2012.
- [75] Kenny Hey Tow, Yohann Léguillon, Pascal Besnard, Laurent Brilland, Johann Troles, Perrine Toupin, David Méchin, Denis Trégoat, and Stéphanie Molin. Relative intensity noise and frequency noise of a compact Brillouin laser made of  $\text{As}_{38}\text{Se}_{62}$  suspended-core chalcogenide fiber. *Opt. Lett.*, 37(7) :1157–1159, 2012.
- [76] Kazi S. Abedin. Brillouin amplification and lasing in a single-mode  $\text{As}_2\text{Se}_3$  chalcogenide fiber. 31(11) :1615–1617, 2006.
- [77] Vincent Lanticq, Shifeng Jiang, Renaud Gabet, Yves Jaouën, Frédéric Taillade, Gautier Moreau, and Govind P Agrawal. Self-referenced and single-ended method to measure Brillouin gain in monomode optical fibers. *Optics letters*, 34(7) :1018–1020, 2009.
- [78] J. A. Savage. Optical properties of chalcogenide glasses. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 47(1) :101–115, 1982.

- [79] Kazi S. Abedin. Observation of strong stimulated Brillouin scattering in single-mode  $\text{As}_2\text{Se}_3$  chalcogenide fiber. *Opt. Express*, 13(25) :10266–10271, 2005.
- [80] Marc Niklès, Luc Thévenaz, and Philippe A. Robert. Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fiber. *Journal of Lightwave Technology*, 15(10) :1842–1851, 1997.
- [81] Kaoru Shimizu, Tsuneo Horiguchi, Yahei Koyamada, and Toshio Kurashima. Coherent self-heterodyne detection of spontaneously Brillouin-scattered light waves in a single-mode fiber. *Opt. Lett.*, 18(3) :185–187, 1993.
- [82] Robert W. Tkach, Andrew R. Chraplyvy, and R. M. Derosier. Spontaneous Brillouin scattering for single-mode optical fiber characterization. In *Optical Fiber Communication*, page WH4. Optical Society of America, 1987.
- [83] Andrey Kobayakov, Michael Sauer, and Jason E. Hurley. SBS threshold of segmented fibers. In *Optical Fiber Communication Conference and Exposition and The National Fiber Optic Engineers Conference*, page OME5. Optical Society of America, 2005.
- [84] Andrey Denisov, Marcelo A. Soto, and Luc Thévenaz. Time gated phase-correlation distributed Brillouin fibre sensor. In *Fifth European Workshop on Optical Fibre Sensors*, pages 87943I–87943I. International Society for Optics and Photonics, 2013.
- [85] Y. Antman, N. Primerov, J. Sancho, L. Thevenaz, and A. Zadok. Localized and stationary dynamic gratings via stimulated Brillouin scattering with phase modulated pumps. *Opt. Express*, 20(7) :7807–7821, 2012.
- [86] M. Oskar Van Deventer and Andre J. Boot. Polarization properties of stimulated Brillouin scattering in single-mode fibers. *Lightwave Technology, Journal of*, 12(4) :585–590, 1994.
- [87] Moshe Tur, Avi Zadok, Elad Zilka, Avishay Eyal, and Luc Thevenaz. Polarization properties of stimulated Brillouin scattering and their implications on slow and fast light. In *Advances in Optical Sciences Congress*, page SMC2. Optical Society of America, 2009.
- [88] R. Stolen. Polarization effects in fiber Raman and Brillouin lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 15(10) :1157–1160, 1979.
- [89] M. O. van Deventer and A. J. Boot. Polarization properties of stimulated Brillouin scattering in single-mode fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 12(4) :585–590, 1994.
- [90] T. R. Parker, M. Farhadiroushan, V. A. Handerek, and A. J. Rogers. Temperature and strain dependence of the power level and frequency of spontaneous Brillouin scattering in optical fibers. *Opt. Lett.*, 22(11) :787–789, 1997.
- [91] Yosuke Mizuno, Neisei Hayashi, Hiroki Tanaka, Yuji Wada, and Kentaro Nakamura. Brillouin scattering in multi-core optical fibers for sensing applications. *Scientific reports*, 5, 2015.
- [92] John M. Jewell. Thermo-optic coefficients of some standard reference material glasses. *Journal of the American Ceramic Society*, 74(7) :1689–1691, 1991.
- [93] Pi-Cheng Law, Yuh-Shiuan Liu, André Croteau, and Peter D. Dragic. Acoustic coefficients of  $\text{P}_2\text{O}_5$ -doped silica fiber : acoustic velocity, acoustic attenuation, and thermo-acoustic coefficient. *Opt. Mater. Express*, 1(4) :686–699, 2011.

- [94] Toshio Kurashima, Tsuneo Horiguchi, and Mitsuhiro Tateda. Thermal effects on the Brillouin frequency shift in jacketed optical silica fibers. *29(15)* :2219–2222, 1990.
- [95] T. N. Shchurova and N. D. Savchenko. Correlation between mechanical parameters for amorphous chalcogenide films. *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, 3(2) :491–498, 2001.
- [96] Yosuke Mizuno and Kentaro Nakamura. Brillouin scattering in polymer optical fibers : Fundamental properties and potential use in sensors. *Polymers*, 3(2) :886–898, 2011.
- [97] Yoshiro Ohmachi and Naoya Uchida. Vitreous  $As_2Se_3$  investigation of acousto optical properties and application to infrared modulator. *Journal of Applied Physics*, 43(4) :1709–1712, 1972.
- [98] Roy M. Waxler, Deane Horowitz, and Albert Feldman. Optical and physical parameters of plexiglas 55 and lexan. *Appl. Opt.*, 18(1) :101–104, 1979.
- [99] C. A. Galindez, A. Ullan, F. J. Madruga, and J. M. López-Higuera. Brillouin gain spectrum tailoring technique by using fiber concatenation and strain for fiber devices. *Microwave and Optical Technology Letters*, 52(4) :787–790, 2010.
- [100] K. Shiraki, M. Ohashi, and M. Tateda. Suppression of stimulated Brillouin scattering in a fibre by changing the core radius. *Electronics Letters*, 31(8) :668–669, 1995.
- [101] Birgit Stiller, Alexandre Kudlinski, Min Won Lee, Geraud Bouwmans, Michael Delque, J-C Beugnot, Herve Maillotte, and Thibaut Sylvestre. SBS mitigation in a microstructured optical fiber by periodically varying the core diameter. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 24(8) :667–669, 2012.
- [102] K. Shiraki, M. Ohashi, and M. Tateda. SBS threshold of a fiber with a Brillouin frequency shift distribution. *Journal of Lightwave Technology*, 14(1) :50–57, 1996.
- [103] J. O. White, A. Vasilyev, J. P. Cahill, N. Satyan, O. Okusaga, G. Rakuljic, C. E. Mungan, and A. Yariv. Suppression of stimulated Brillouin scattering in optical fibers using a linearly chirped diode laser. *Opt. Express*, 20(14) :15872–15881, 2012.
- [104] Justin Spring and Benjamin Ward. Brillouin gain suppression in photonic crystal fibers with random acoustically microstructured cores. *Opt. Lett.*, 35(1) :31–33, 2010.
- [105] Avi Zadok, Elad Zilka, Avishay Eyal, Luc Thévenaz, and Moshe Tur. Vector analysis of stimulated Brillouin scattering amplification in standard single-mode fibers. *Opt. Express*, 16(26) :21692–21707, 2008.
- [106] Tsuneo Horiguchi and Mitsuhiro Tateda. Optical-fiber-attenuation investigation using stimulated Brillouin scattering between a pulse and a continuous wave. *Opt. Lett.*, 14(8) :408–410, 1989.
- [107] Aldo Minardo, Romeo Bernini, Waclaw Urbanczyk, Jan Wojcik, Nahum Gorbatov, Moshe Tur, and Luigi Zeni. Stimulated Brillouin scattering in highly birefringent microstructure fiber : experimental analysis. *Opt. Lett.*, 33(20) :2329–2331, 2008.
- [108] J. C. Beugnot, T. Sylvestre, D. Alasia, H. Maillotte, V. Laude, A. Monteville, L. Provino, N. Traynor, S. Foaleng Mafang, and L. Thévenaz. Complete experimental characterization of stimulated Brillouin scattering in photonic crystal fiber. *Opt. Express*, 15(23) :15517–15522, 2007.

- [109] Birgit Stiller, Stella M. Foaleng, Jean-Charles Beugnot, Min W. Lee, Michaël Delqué, Géraud Bouwmans, Alexandre Kudlinski, Luc Thévenaz, Hervé Maillotte, and Thibaut Sylvestre. Photonic crystal fiber mapping using Brillouin echoes distributed sensing. *Opt. Express*, 18(19) :20136–20142, 2010.
- [110] Timothy H. Russell and Won B. Roh. Threshold of second-order stimulated Brillouin scattering in optical fiber. *J. Opt. Soc. Am. B*, 19(10) :2341–2345, 2002.
- [111] V. I. Kovalev and R. G. Harrison. Threshold for stimulated Brillouin scattering in optical fiber. *Opt. Express*, 15(26) :17625–17630, 2007.
- [112] D. Cotter. Stimulated Brillouin scattering in monomode optical fiber. *Journal of Optical Communications*, 4(1) :10–19, 1983.
- [113] Olgierd Cecil Zienkiewicz and Robert Leroy Taylor. *The finite element method : solid mechanics*, volume 2. Butterworth-heinemann, 2000.
- [114] Jean-Christophe Cuillière. *Introduction à la méthode des éléments finis*. Dunod, 2016.
- [115] Joël Cabrel Tchahame, Thibaut Sylvestre, Kien Phan Huy, Alexandre Kudlinski, Vincent Laude, and Jean-Charles Beugnot. Experimental observation of surface acoustic wave Brillouin scattering in a small core photonic crystal fiber, 2016.
- [116] William H. Renninger, Ryan O. Behunin, and Peter T. Rakich. Guided-wave Brillouin scattering in air. *arXiv preprint*, 2016.
- [117] Gaurav Bahl, John Zehnpfennig, Matthew Tomes, and Tal Carmon. Stimulated optomechanical excitation of surface acoustic waves in a microdevice. *Nature communications*, 2 :403, 2011.
- [118] Niels Asger Mortensen. Effective area of photonic crystal fibers. *Opt. Express*, 10(7) :341–348, 2002.
- [119] <http://www.phlam.univ-lille1.fr>, 2016.
- [120] N. Daldosso, M. Melchiorri, F. Riboli, F. Sbrana, L. Pavesi, G. Pucker, C. Kompolichis, M. Crivellari, P. Bellutti, and A. Lui. Fabrication and optical characterization of thin two-dimensional  $\text{Si}_3\text{N}_4$  waveguides. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 7 :453 – 458, 2004.
- [121] Vytran. *FFS-2000 Filament Fusion Splicing Workstation Manual user*, 2016.
- [122] Izumi Sankawa, Toshiaki Satake, Norio Kashima, and Shinji Nagasawa. Methods for reducing the Fresnel reflection in an optical-fiber connector with index matching material. *Electronics and Communications in Japan (Part I : Communications)*, 69(1) :94–102, 1986.
- [123] B. Stiller, M. Delqué, J.-C. Beugnot, M. W. Lee, G. Mélin, H. Maillotte, V. Laude, and T. Sylvestre. Frequency-selective excitation of guided acoustic modes in a photonic crystal fiber. *Opt. Express*, 19(8) :7689–7694, 2011.
- [124] Emile Carry, Jean-Charles Beugnot, Birgit Stiller, Min W. Lee, Hervé Maillotte, and Thibaut Sylvestre. Temperature coefficient of the high-frequency guided acoustic mode in a photonic crystal fiber. *Appl. Opt.*, 50(35) :6543–6547, 2011.
- [125] A. Butsch, M. S. Kang, T. G. Euser, J. R. Koehler, S. Rammler, R. Keding, and P. St. J. Russell. Optomechanical nonlinearity in dual-nanoweb structure suspended inside capillary fiber. *Phys. Rev. Lett.*, 109 :183904, 2012.



# TABLE DES FIGURES

1.1	Allure d'un spectre de diffusion spontanée, excité à la fréquence optique $\nu_0$ [12]. L'échelle de la figure est arbitraire, cependant les positions des raies respectent la dynamique réelle des processus de diffusion. . . . .	10
1.2	Illustration du processus de la diffusion Brillouin. $k_i$ et $\omega_i$ ( $i = 1, 2$ , a) désignent respectivement les vecteurs d'onde et les pulsations de l'onde pompe, de l'onde Stokes ou anti-Stokes et de l'onde acoustique. (a) diffusion Stokes; (b) diffusion anti-Stokes. . . . .	11
1.3	Illustration des deux sens guidés de l'onde diffusée dans une fibre optique. (a) rétro-diffusion Brillouin; (b) diffusion Brillouin vers l'avant. . . . .	12
1.4	Principe de la diffusion Brillouin stimulée. La lumière incidente est diffusée par des ondes acoustiques initiées du bruit thermique. Le signal de battement entre l'onde pompe et Stokes rétro-diffusée crée une onde acoustique par électrostriction. Ce qui amplifie davantage la diffusion de la lumière et par conséquent, l'amplitude de l'onde Stokes [7]. . . . .	15
1.5	Lignes de champs de déplacements des modes acoustiques dans un barreau cylindrique; (a) mode $L_{0m}$ ; (b) mode $R_{0m}$ ; (c) mode $TR_{2m}$ . . . . .	16
1.6	Représentation schématique du spectre de la rétro-diffusion Brillouin spontanée dans une fibre optique de silice unimodale, à la longueur d'onde optique de 1550 nm. Les données sont tirées de la référence [20]. . . . .	19
1.7	(courbes) Comparaison des mesures expérimentales à des simulations numériques réalisées à partir du modèle élastodynamique, dans une fibre SMF-28, à 1550 nm de longueur d'onde. (a) Spectres expérimental (en noir) et théorique (en rouge) de la diffusion Brillouin vers l'avant; (b) Spectres expérimental (en noir) et théorique (en rouge) de la rétro-diffusion Brillouin; (c) distribution spatiale de la force électrostrictive associée au mode optique fondamental; (d), (e) distribution de la densité d'énergie cinétique à 178 MHz (diffusion Brillouin vers l'avant) et 10,85 GHz (rétro-diffusion Brillouin) [34]. . . . .	21
1.8	Microfibre optique de diamètre $d$ . . . . .	23
1.9	Variation de l'aire effective (a) et du paramètre non-linéaire $\gamma$ (b), en fonction du diamètre d'une microfibre de silice, à la longueur d'onde optique de 1550 nm. Nous avons considéré $n_2 \simeq 2,6 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ [13]. . . . .	24
1.10	Images MEBs de la section transverse de plusieurs types de fibres optiques microstructurées. (a) FOM de silice à cœur solide, fabriquée à l'IR-CICA de Lille; (b) FOM à cœur creux [52]; (c) FOM à cœur suspendu [53].	25

2.1	(a) Géométrie des microfibres optiques $\text{As}_2\text{Se}_3$ ; (b) paramètres opto-géométriques des microfibres optiques à la longueur d'onde de 1550 nm. Les valeurs en bleues sont théoriques. . . . .	31
2.2	Variation de l'indice effectif en fonction de la taille du cœur de la microfibre optique en verre chalcogénure $\text{As}_2\text{Se}_3$ à la longueur d'onde optique de 1550 nm. En encarts, sont représentés, la puissance du mode optique (la norme du vecteur de Poynting) pour un diamètre de cœur de $1 \mu\text{m}$ et $1,8 \mu\text{m}$ . 32	32
2.3	Montage expérimental basé sur la détection hétérodyne, pour la mesure des spectres Brillouin. . . . .	33
2.4	Spectres Brillouin expérimentaux mesurés dans trois MFOs chalcogénures $\text{As}_2\text{Se}_3$ de différents diamètres. Spectres mesurés en régime spontané avec 5 dBm de puissance incidente. . . . .	34
2.5	Mesure expérimentale d'un spectre Brillouin, accompagnée d'une courbe d'ajustement Lorentzienne, permettant d'extraire la largeur à mi-hauteur FWHM et la fréquence Brillouin $\nu_B$ . . . . .	35
2.6	Spectre Brillouin montrant les composantes Stokes et anti-Stokes, mesuré dans la microfibre $\text{As}_2\text{Se}_3$ faisant $1,25 \mu\text{m}$ de diamètre, à la longueur d'onde optique de 1550 nm avec environ 5 dBm de puissance optique. Ce spectre a été mesuré avec un analyseur de spectres Apex, doté de 20 MHz de résolution. . . . .	35
2.7	Principe de fonctionnement de la mesure distribuée du spectre Brillouin par corrélation de phase. (a) phases des ondes pompe et signal dans le temps [84]; (b) profil de l'intensité de l'onde acoustique autour du pic de corrélation [84]; (c) profils de la courbe de gain dans la microfibre optique, associée à l'intensité de l'onde acoustique. . . . .	37
2.8	Montage expérimental utilisé pour la mesure distribuée des spectres Brillouin par corrélation de phase. SBPA : Séquence Binaire Pseudo-Aléatoire; SOA (semiconductor optical amplifler) : amplificateur optique à semi-conducteur; EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier) : amplificateur de signaux optiques; RF : Radio Fréquence. . . . .	38
2.9	Mesures distribuées dans deux échantillons de microfibre optique en verre $\text{As}_2\text{Se}_3$ ; (a) MFO 1 : $d_c = 1,25 \mu\text{m}$ , (b) MFO 2 : $d_c = 1,45 \mu\text{m}$ . . . . .	39
2.10	Mesures distribuées du spectre Brillouin dans une microfibre optique $\text{As}_2\text{Se}_3$ -PMMA, pour deux états de polarisation linéaire du signal. Ces états de polarisation sont orthogonaux entre eux. Le diamètre du cœur de la microfibre mesure $1,65 \mu\text{m}$ . . . . .	39
2.11	Principe de fonctionnement de la technique <i>pompe-sonde</i> dans une fibre optique de longueur $L$ . Dans notre cas, les faisceaux incidents pompe et sonde sont continus. . . . .	40
2.12	Montage expérimental <i>pompe-sonde</i> . CP : contrôleur de polarisation; MEO : modulateur d'intensité électro-optique. . . . .	42

2.13	Mesure du gain Brillouin par pompe-sonde dans une fibre optique standard de télécommunication de 227 m de long, à 10,844 GHz. (a) Spectre Brillouin mesuré par détection hétérodyne avec une puissance couplée de 13 dBm; (b) spectre du signal servant de sonde; (c) Évolution de la puissance Stokes rétro-diffusée normalisée, en fonction de la puissance couplée dans la fibre optique. La sonde est amplifiée de près de 15 dB après propagation dans la fibre optique. . . . .	43
2.14	Mesure du gain Brillouin par pompe-sonde dans une MFO de 1,05 $\mu\text{m}$ de diamètre à 7,7089 GHz. Les pertes d'insertion totales sont de 6,4 dB. (a) Spectre Brillouin mesuré par détection hétérodyne avec une puissance incidente de 5 dBm. La largeur à mi-hauteur de la Lorentzienne utilisée pour l'ajustement est de 62,2 MHz, soit un gain Brillouin $g_B$ de $4,92 \times 10^{-9}$ m/W; (b) Évolution de la puissance Stokes rétro-diffusée normalisée en fonction de la puissance couplée sans la MFO. Le gain $g_{B, \text{exp}}$ extrait, est de $4 \times 10^{-9}$ m/W. . . . .	44
2.15	Calculs numériques de la puissance Stokes rétro-diffusée en fonction de la puissance incidente et du gain Brillouin, en échelle linéaire. (a) MFO de 1,2 $\mu\text{m}$ de diamètre; (b) MFO de 1,8 $\mu\text{m}$ de diamètre. nous avons considéré 10 dB comme pertes optiques d'insertion totales. Cette valeur correspond à la mesure expérimentale. . . . .	44
2.16	Montage expérimental pour l'étude de l'effet de la température (a) et de l'élongation (b) sur le spectre Brillouin dans les MFOs. . . . .	45
2.17	(a) Sensibilité à la température de la fréquence Brillouin dans une micro-fibre optique en verre $\text{As}_2\text{Se}_3$ de 1 $\mu\text{m}$ de diamètre; (b) variation de la fréquence Brillouin dans une microfibre optique en verre $\text{As}_2\text{Se}_3$ de 1,05 $\mu\text{m}$ de diamètre, en fonction des contraintes mécaniques. Les droites en bleu clair sont des courbes de tendance. . . . .	46
3.1	Variation du diamètre extérieur de la fibre microstructurée, en fonction de sa longueur. En encart, il s'agit d'une image MEB de la section transverse au point A. Le point A étant l'extrémité de la fibre optique au plus gros diamètre extérieur. . . . .	51
3.2	(a) Module normalisé du vecteur de Poynting, associé aux modes optiques au point A de la fibre optique effilée; (b) Variation de l'indice effectif et de la biréfringence en fonction du diamètre de cœur de la fibre optique effilée, à 1550 nm de longueur d'onde. . . . .	52
3.3	Montage expérimental utilisé pour la mesure des spectres Brillouin. EDFA : Erbium Doped fiber Amplifier; CP : Contrôleur de polarisation; fibre HNA (High Numerical Aperture fiber) : fibre à haute ouverture numérique. . . . .	54
3.4	Mesure du spectre Brillouin dans la fibre optique microstructurée effilée pour deux orientations orthogonales de l'état de polarisation, à 24,7 dBm de puissance incidente, et 1550 nm de longueur d'onde. . . . .	55
3.5	(a) Tableau récapitulatif donnant le diamètre du cœur et la biréfringence équivalente aux décalages de fréquences entre les maxima de la figure 3.4; (b) Variation du décalage $\delta\nu_B$ en fonction du diamètre du cœur et de la biréfringence de la FOM effilée, calculée par éléments finis. . . . .	56

3.6	Superposition (courbe en rouge) de plusieurs spectres Brillouin à fréquence de résonance différentes [99]. Le spectre Brillouin en rouge est la résultante. . . . .	56
3.7	Spectre Brillouin dans la fibre optique microstructurée uniforme pour deux orientations orthogonales de l'état de polarisation, à 22,3 dBm de puissance incidente, et 1550 nm de longueur d'onde. Les 26 MHz de décalage correspondent à une biréfringence $B_{m, \text{exp}}$ de $3,4 \times 10^{-3}$ . Les spectres bleu et rouge ont respectivement une largeur à mi-hauteur de 48,7 et 55,3 MHz.	58
3.8	Spectres Brillouin associés à différents tronçons de Fibre optique microstructurée. (a) FOM uniforme ayant un diamètre de cœur de $2,04 \mu\text{m}$ , puissance couplée de 22,3 dBm ; (b) FOM effilée, puissance couplée de 22,7 dBm ; (c) FOM uniforme ayant un diamètre de cœur de $0,8 \mu\text{m}$ , puissance couplée de 21 dBm. . . . .	59
3.9	Variation de la puissance rétro-diffusée en fonction de la puissance couplée dans la fibre optique microstructurée uniforme (courbe en bleue), et effilée (courbe en noire). Le seuil Brillouin est mesuré à 1% de la puissance couplée [7]. . . . .	60
3.10	Conditions d'accord de phase dans un guide optique. (a) Cas de la rétro-diffusion Brillouin ; (b) Cas de la diffusion Brillouin vers l'avant. . . . .	62
3.11	Spectres Brillouin expérimentaux mesurés dans une fibre SMF-28 de chez Sillitec Fibers. La fibre optique mesure 11,7 km de longueur. Le seuil Brillouin théorique est estimé à 10 dBm. (a) en régime spontané, la puissance couplée est de -5,5 dBm ; (b) en régime stimulé, la puissance couplée est de 10,5 dBm. . . . .	62
3.12	Exemple de traitement d'une image MEB associée à une fibre optique microstructurée, pour l'extraction des contours de la microstructure air-silice. . . . .	66
3.13	Influence du maillage sur le calcul de la densité d'énergie cinétique $E_c$ . (a) maillage grossier ; (b) maillage correct. . . . .	67
3.14	Spectres Brillouin numériques en quatre points de la FOM. Pour la courbe en bleue (rouge), le mode optique est polarisé suivant l'axe rapide (lent). $\delta\nu_B$ désigne le décalage fréquentiel entre les deux spectres. . . . .	68
3.15	Simulations numériques de la densité d'énergie cinétique aux deux extrémités de la FOM effilée, associées à la force électrostrictive et aux modes optiques polarisés suivant l'axe lent. (a) extrémité dont le diamètre du cœur mesure $0,8 \mu\text{m}$ ; (b) extrémité dont le diamètre du cœur mesure $2,04 \mu\text{m}$ . . . . .	69
4.1	Illustration de la diffusion Brillouin de surface dans un matériau opaque (a) [68] et dans une microfibre optique (b). $k_i$ ( $i = 1, 2, s$ ) représentent respectivement le vecteur d'onde de la pompe optique, du signal optique rétro-diffusé et de l'onde acoustique de surface. . . . .	72
4.2	Onde de Rayleigh dans un solide isotrope semi-infini. S : surface libre, $\vec{n}$ : sens de propagation. (a) Décroissance de la composante longitudinale $u_1$ et de la composante transversale $u_2$ en fonction de la profondeur ; (b) ondulation de surface [22]. . . . .	73

4.3	Modes de plaques (onde de Lamb). Matériau isotrope. $\vec{n}$ : sens de propagation. Déformation de la plaque pour un mode (a) symétrique ; (b) anti-symétrique [22] ; plus souvent appelé onde de flexion. . . . .	74
4.4	Onde de Love : onde transversale se propageant dans une couche et dans son substrat (si $V_T > \hat{V}_T$ ). L'épaisseur du substrat en vibration est d'autant plus grande que la fréquence est basse ( $\lambda \gg h$ ) [22]. . . . .	74
4.5	Onde de Stoneley. Elle se propage suivant l'interface de certains couples solides. Exemple de décroissance des composantes longitudinale et transversale pour le couple aluminium-tungstène [22]. . . . .	75
4.6	Principe de la diffusion Brillouin de surface dans une microfibre optique à saut d'indice silice-air. (a) Le diamètre de la microfibre mesure $1 \mu\text{m}$ ; (b) le diamètre de la microfibre mesure $4 \mu\text{m}$ ; (c) illustration de la diffusion Brillouin de surface due aux ondes acoustiques de surface [32]. . . . .	76
4.7	Réalisation d'une préforme par assemblage de capillaires [119]. . . . .	78
4.8	Images MEBs de la section transversale des FOMs silice utilisées. (a) FOM 1 ; (b) FOM 2 ; (c) FOM 3 ; (d) FOM 4 (fibre de chez Alcatel). . . . .	78
4.9	Exemples de méthodes de couplage. (a), (c) et (d) couplage par soudure grâce à une soudeuse à filament ; (b) et (d) couplage par fibre lentillée. . .	80
4.10	Montage expérimental. . . . .	81
4.11	Spectres Brillouin expérimentaux, mesurés avec une puissance couplée de $(25 \pm 1)$ dBm, montrant des pics de résonance dû à la diffusion Brillouin de surface. (a) FOM 5 ; (b) FOM 4 ; (c) FOM 3 ; (d) FOM 2 ; (e) FOM 1. . . .	81
4.12	Vitesses de phase des ondes acoustiques de surface de type Rayleigh, dans les fibres optiques microstructurées. Les indices effectifs sont ceux du mode optique fondamental. . . . .	82
4.13	Simulations numériques. (a) Densité d'énergie cinétique en fonction du diamètre du cœur de la fibre optique microstructurée ; (b) distribution spatiale de la densité d'énergie cinétique en fonction de la fréquence. . . . .	84
4.14	Spectre Brillouin expérimental (rétro-diffusion) de la FOM 3 ( $d_c = 1,9 \mu\text{m}$ ), mesuré à la longueur d'onde optique de 1550 nm avec une puissance couplée de 24 dBm. . . . .	85
4.15	Effet des irrégularités de la microstructure sur la diffusion Brillouin de surface dans une fibre optique microstructurée. (a) mesure expérimentale du spectre Brillouin avec une puissance couplée de 26,5 dBm ; (b) simulations numériques du spectre Brillouin avec une microstructure régulière et irrégulière, auquel est associé à chaque fois, le mode optique, la distribution spatiale des déplacements ( $u_T, u_L$ ) et de la densité d'énergie cinétique $E_c$ . . . . .	86
4.16	Mesures Brillouin en fonction de la puissance couplée dans la FOM 3. (a) Résonances de surface ; (b) largeurs à mi-hauteur associées aux résonances. . . . .	88
4.17	Mesures Brillouin en fonction de la puissance couplée dans la FOM 4. (a) Spectres Brillouin ; (b) largeurs à mi-hauteur associées aux résonances. . .	89

4.18	Microstructure de la section transverse correspondante à la fibre optique à cristal photonique considérée pour les simulations numériques. . . . .	91
4.19	Simulations numériques de la diffusion Brillouin de surface en fonction de la microstructure. (a) Modes optiques ; (b) distribution spatiale de la densité d'énergie cinétique ; (c) spectre Brillouin en fonction du rapport $\frac{d}{\Lambda}$ . . . . .	92
4.20	Simulations numériques de la fréquence Brillouin de surface (points en bleu) et de la densité d'énergie cinétique (points en vert), en fonction du rapport $\frac{d}{\Lambda}$ . Les courbes continues bleue et verte, sont respectivement des ajustements quadratique et exponentielle. En encart, nous représentons la distribution spatiale de la densité d'énergie cinétique. . . . .	93
4.21	Variation de la fréquence Brillouin de surface en fonction de la température, dans la FOM 3. Les points (carrés et triangles) désignent les mesures expérimentales. Les courbes continues (rouge et bleue) sont des courbes d'ajustement linéaire. $C_{T1}$ et $C_{T2}$ sont respectivement, le coefficient de variation de la fréquence 5,94 GHz et 6,55 GHz. . . . .	94

# LISTE DES TABLES

2.1	Tableau récapitulatif des mesures expérimentales dans les microfibres optiques, à la longueur d'onde de 1550 nm. Les valeurs en gras sont issues de la référence [37]. . . . .	35
2.2	Paramètres mécaniques, thermiques et géométriques du cœur ( $As_2Se_3$ ) et de la gaine (PMMA). <sup>a</sup> Réf. [95], <sup>b</sup> Réf. [96], <sup>c</sup> Réf. [97], <sup>d</sup> Réf. [98]. . . . .	47
3.1	Paramètres opto-géométriques de la fibre optique microstructurée à 1550 nm de longueur d'onde optique. $A_{eff}^*$ est l'aire effective du mode optique polarisé suivant l'axe neutre lent. . . . .	51
3.2	Seuils Brillouin théoriques des FOMs uniforme ( $d_c = 2\mu m$ ) et effilée, calculés à partir de l'équation (3.5). (a) calculs suivant l'axe neutre lent ; (b) calculs suivant l'axe neutre rapide. . . . .	61
4.1	Tableau récapitulatif des paramètres opto-géométriques des FOMs, à la longueur d'onde optique de 1550 nm. . . . .	79
4.2	Gain Brillouin en fonction des fréquences de résonance et des fibres optiques microstructurées. . . . .	90







## Résumé :

Cette thèse de doctorat porte sur une étude fondamentale de la diffusion Brillouin dans des microfibres optiques et des fibres optiques microstructurées à petit cœur. Par le biais d'expériences et de simulations numériques, nous avons ainsi démontré que le gain Brillouin dans des microfibres optiques à base de verre chalcogénure peut atteindre une valeur 150 à 250 fois supérieure à celle d'une fibre optique conventionnelle. Par ailleurs, nous avons également reporté la génération des spectres Brillouin multi-pics dans une fibre optique microstructurée à petit cœur, dont les paramètres opto-géométriques varient le long de la fibre. L'étude de ces spectres particuliers montre que le comportement multi-résonant provient à la fois de l'excitation d'ondes acoustiques hybrides, et de la géométrie de la fibre optique. Un autre travail marquant de cette thèse est la mise en évidence des ondes acoustiques de surface dans une configuration guidée. Pour la première fois à notre connaissance, nous avons observé et caractérisé la diffusion Brillouin de surface dans des fibres optiques microstructurées à petit cœur, et à fort taux de remplissage d'air. Nos résultats montrent notamment que ce nouveau mode de diffusion est extrêmement sensible à la géométrie des fibres optiques microstructurées. L'ensemble de ces travaux de thèse apportent une meilleure compréhension de la diffusion Brillouin dans des fibres optiques à section sub-longueur d'onde, ouvrant ainsi la voie vers la réalisation de nouveaux composants fibrés opto-acoustiques, pour les télécommunications et les capteurs.

**Mots-clés :** Optique non-linéaire, diffusion Brillouin, microfibre optique, fibre optique microstructurée

## Abstract:

This PhD thesis focuses on the fundamental aspects of Brillouin scattering in chalcogenide microfibers and silica photonic crystal fibers with wavelength-scale solid core. Through experimental investigations and numerical simulations, we have demonstrated that the Brillouin gain in chalcogenide microfiber can reach a value 150 to 250 times higher than in conventional optical fibers. Moreover, we have reported the generation of multi-peaked Brillouin spectra in a long tapered birefringent photonic crystal fiber. A further investigation of these spectra shows that the multi-resonant behavior arises both from the excitation of hybrid acoustic waves and the fiber tapering. Another significant work of this thesis is the evidence of surface acoustic waves in small-core photonic crystal fibers with large air filling fraction. Our results show specifically that this new type of scattering is extremely sensitive to the air-hole microstructure geometry. Finally, these works contribute to a better understanding of Brillouin scattering in ultrathin optical fiber, paving the way towards the realization of new optoacoustic components for telecommunications and sensors.

**Keywords:** Nonlinear optics, Brillouin scattering, optical microfiber, photonic crystal fiber

The logo for the SPIM (École doctorale SPIM) features a stylized white 'S' on a green horizontal bar, followed by the letters 'PIM' in a large, white, sans-serif font.

■ École doctorale SPIM 1 rue Claude Goudimel F - 25030 Besançon cedex

■ tél. +33 (0)3 81 66 66 02 ■ [ed-spim@univ-fcomte.fr](mailto:ed-spim@univ-fcomte.fr) ■ [www.ed-spim.univ-fcomte.fr](http://www.ed-spim.univ-fcomte.fr)

The logo for the University of Franche-Comté (UFC) consists of a large 'U' and 'FC' with a vertical bar between them, and the text 'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ' below.