



Université de Franche-Comté

École Doctorale Sciences Physiques  
Pour l'Ingénieur et Microtechniques

Institut FEMTO-ST  
Département d'Optique P. M. Duffieux

# Thèse de Doctorat

Spécialité Sciences Pour l'Ingénieur

présentée par

**Jean-Charles BEUGNOT**

## La diffusion Brillouin dans les fibres optiques microstructurées

Thèse dirigée par T. Sylvestre, H. Maillotte et V. Laude

soutenue le 12 Décembre 2007

### Jury :

Président :	V. LAUDE	Directeur de recherche CNRS, Institut FEMTO-ST
Rapporteurs :	L. THÉVENAZ	Maitre d'Enseignement et de Recherche à L'EPFL, Lausanne
	M. DOUAY	Professeur à l'Université des Sciences et Techniques de Lille
Examineurs :	H. MAILLOTTE	Directeur de recherche CNRS, Institut FEMTO-ST
	T. SYLVESTRE	HDR, Chargé de recherche CNRS, Institut FEMTO-ST
	G. MÉLIN	Ingénieur de Recherche, Draka Comteq, Marcoussis

*à ma Grand-Mère,*

# Remerciements

Je tiens tout d'abord à exprimer toute ma gratitude et mon amitié à Hervé Maillotte pour m'avoir proposé ce sujet de thèse, puis guidé pendant ces travaux de recherche. Malgré ta disponibilité que tu qualifies d' "aléatoire" tu as su être là pour répondre à mes questions et me soutenir tout au long de cette thèse.

Je remercie Thibaut Sylvestre pour toute son attention et la qualité de ses conseils. Cette thèse se serait déroulée bien différemment si tu n'avais pas été là pour mettre en valeurs les résultats. Les méthodes de valorisation que tu dispenses sont pour moi des exemples à suivre.

J'exprime mes sincères remerciements à Monsieur Luc Thévenaz, maître d'enseignement et de recherche au laboratoire de métrologie de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL) pour sa riche collaboration et sa participation en tant que rapporteur. J'adresse mes remerciements à Gilles Mélin pour les discussions toujours fructueuses et intéressantes sur les fibres optiques ainsi que Monsieur Marc Douay, professeur à l'Université de Lille, pour avoir accepté de juger mon travail comme rapporteur.

Je tiens cordialement à remercier Vincent Laude pour toutes ces bonnes ondes. Merci de m'avoir fait découvrir ce domaine de la physique où le son ne demande qu'à dialoguer avec la lumière.

Je remercie également toute l'*ONL Dream Team* pour sa joie de vivre et les discussions plus ou moins scientifiques mais toujours intéressantes autour des très bons gâteaux préparés par Anne ou des différents pots du LaboE. Par ailleurs, je voudrais exprimer ma reconnaissance aux anciens thésards, Arnaud, Alex, Virginie et Sophie pour leur bon accueil.

Un grand merci à Ludo le génial polisseur qui m'a permis de rattraper les conséquences des expériences d'optique nonlinéaire dans les fibres optiques. Un grand merci également à Sarah, Dom, Yannick, Kiki, Armand et Mika pour la qualité de leurs conseils et leurs aides permanentes. J'exprime toute ma sympathie à Stella, Matthieu et Sanghoon pour leur accueil au sein de l'EPFL pendant cette semaine de travail dont je garde un excellent souvenir. Je remercie la relève, Remy l'aqua, Jassem le président et Jean-Luc le bogoss du jura avec qui j'ai eu plaisir à discuter.

Enfin je remercie vivement l'ensemble de mes proches, mes parents pour leur confiance et Émilie pour son soutien.



---

---

# Table des matières

---

<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
Bibliographie . . . . .	4
<b>1 Généralités sur la diffusion Brillouin</b>	<b>5</b>
1.1 La diffusion de la lumière . . . . .	7
1.1.1 La diffusion Rayleigh . . . . .	7
1.1.2 La diffusion Raman . . . . .	9
1.2 La diffusion Brillouin spontanée . . . . .	12
1.3 L'électrostriction . . . . .	13
1.4 La diffusion Brillouin stimulée . . . . .	14
1.4.1 Le gain Brillouin . . . . .	15
1.4.2 Le seuil Brillouin . . . . .	17
1.5 Méthodes usuelles de suppression de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres homogènes . . . . .	19
1.6 La diffusion Brillouin de gaine . . . . .	20
1.7 Historique et état de l'art . . . . .	22
Bibliographie . . . . .	27
<b>2 Les fibres microstructurées air-silice</b>	<b>33</b>
2.1 Structure et mécanisme de propagation . . . . .	35
2.2 Fabrication des fibres à cristaux photoniques . . . . .	36
2.3 Caractéristiques optiques . . . . .	38
2.3.1 Nombres de modes . . . . .	38
2.3.2 Pertes . . . . .	39
2.3.3 Dispersion chromatique . . . . .	40
2.3.4 Biréfringence . . . . .	41
2.3.5 Ouverture numérique . . . . .	41
2.3.6 Coefficient non linéaire . . . . .	42
2.4 Caractéristiques des fibres photoniques utilisées . . . . .	43
2.4.1 Structure . . . . .	43
2.4.2 Propriétés optiques . . . . .	44

2.5	Soudure des fibres photoniques . . . . .	47
2.5.1	Pourquoi souder les fibres photoniques? . . . . .	47
2.5.2	Techniques de soudure des fibres microstructurées . . . . .	48
2.5.2.1	Soudure par filament . . . . .	48
2.5.2.2	Soudure par électrode . . . . .	49
2.6	Conclusion . . . . .	50
	Bibliographie . . . . .	51
<b>3</b>	<b>La diffusion Brillouin en avant dans les fibres microstructurées</b>	<b>55</b>
3.1	Modélisation des modes élastiques dans une microstructure . . . . .	57
3.1.1	Effet Photoélastique . . . . .	57
3.1.2	Procédure de simulation d'une structure de fibre réelle . . . . .	58
3.1.3	Résolution par la méthode des éléments finis . . . . .	59
3.2	Dispositifs expérimentaux . . . . .	61
3.2.1	Dispositif pour l'observation des modes Torso-Radiaux . . . . .	62
3.2.2	Miroir à boucle optique non linéaire . . . . .	63
3.3	Validation et limitations des méthodes de mesure . . . . .	64
3.3.1	Résultats dans une fibre homogène . . . . .	64
3.3.2	Limitation due aux "pigtaills" . . . . .	65
3.4	Observation des modes acoustiques transverses . . . . .	67
3.4.1	Mise en évidence d'un mode acoustique localisé . . . . .	68
3.4.2	Calcul du coefficient de couplage élasto-optique . . . . .	70
3.5	Diffusion Brillouin de gaine dans une structure photonique complexe . . . . .	75
3.6	Conclusion . . . . .	76
	Bibliographie . . . . .	77
<b>4</b>	<b>La rétrodiffusion Brillouin Stimulée</b>	<b>79</b>
4.1	Mesure du seuil Brillouin . . . . .	81
4.1.1	Dispositif expérimental . . . . .	81
4.1.2	Validation dans une fibre standard . . . . .	82
4.1.3	Limitation due à l'Emission Spontanée . . . . .	83
4.1.4	Augmentation du seuil Brillouin dans les fibres photoniques . . . . .	83
4.2	Caractérisation du spectre de diffusion Brillouin . . . . .	85
4.2.1	État de l'art des méthodes de mesures du gain Brillouin . . . . .	85
4.2.2	Mise en œuvre du banc de mesure . . . . .	85
4.2.3	Validation dans une fibre standard . . . . .	86
4.3	Caractéristiques générales de la courbe de gain Brillouin dans les fibres photoniques . . . . .	87
4.3.1	Allure du spectre de diffusion Brillouin . . . . .	87
4.3.2	Largeur du spectre de diffusion Brillouin . . . . .	88
4.3.3	Gain Brillouin . . . . .	89
4.4	Influence des paramètres intrinsèques sur la courbe de gain Brillouin . . . . .	90
4.4.1	Diffusion Brillouin dans une PCF de grande Aire Effective . . . . .	90

4.4.2	Impact d'une double structure photonique . . . . .	91
4.4.3	Effet des réflexions de Fresnel . . . . .	92
4.4.4	Influence du dopage phosphore . . . . .	92
4.4.5	Effet de la biréfringence . . . . .	93
4.4.6	Cas d'une fibre optique multimode . . . . .	94
4.5	Conclusion . . . . .	95
	Bibliographie . . . . .	97
<b>5</b>	<b>Mesures distribuées du spectre de gain Brillouin</b>	<b>99</b>
5.1	Motivations . . . . .	101
5.2	Principe de fonctionnement . . . . .	101
5.2.1	La courbe de gain Brillouin . . . . .	101
5.2.2	Dispositif expérimental . . . . .	102
5.2.3	La résolution . . . . .	103
5.3	Résultats dans une fibre standard . . . . .	104
5.4	Résultats dans les fibres microstructurées . . . . .	105
5.4.1	Spectre Brillouin multiples . . . . .	105
5.4.2	Influence des fluctuations de la microstructure . . . . .	106
5.4.3	Effet des contraintes mécaniques . . . . .	108
5.4.4	Mesures dans une grande longueur . . . . .	109
5.4.5	Dépendance avec la polarisation . . . . .	111
5.5	Conclusion . . . . .	112
	Bibliographie . . . . .	114
	<b>Conclusion générale</b>	<b>116</b>
	<b>Annexe</b>	<b>121</b>
<b>A</b>	<b>Génération de Supercontinuum de lumière blanche dans différents types de fibres photoniques</b>	<b>123</b>
A.1	Montage expérimental . . . . .	125
A.2	Observation et formation de Supercontinuum . . . . .	125
A.2.1	Fibre PCF2.5 . . . . .	125
A.2.2	Fibre PCF4 . . . . .	126
A.2.3	Fibre PCF4P . . . . .	127
A.2.4	Fibre PCF8 . . . . .	128
A.3	Conclusion . . . . .	128
<b>B</b>	<b>Amplification Raman dans les fibres à cristal photonique</b>	<b>129</b>
B.1	Expérience de diffusion Raman stimulée . . . . .	131
B.1.1	Fibre PCF4P . . . . .	131
B.1.2	Fibre PCF4 . . . . .	132
B.1.3	Concaténation d'une fibre PCF4 et d'une fibre PCF4P . . . . .	132
B.2	Expérience d'amplification Raman . . . . .	133

B.2.1	Montage expérimental . . . . .	133
B.2.2	Résultats dans la fibre PCF4 . . . . .	134
B.2.3	Résultats dans la fibre PCF4P . . . . .	134
B.2.4	Utilisation d'une fibre DSF pour générer le signal . . . . .	135
B.3	Conclusion . . . . .	136
<b>C</b>	<b>Mélange à quatre ondes (FWM) et instabilité de modulation (MI) dans les fibres microstructurées</b>	<b>137</b>
C.1	Rappel . . . . .	139
C.2	Instabilité de polarisation . . . . .	140
C.3	Mélange à quatre ondes multiple par accord de phase modal . . . . .	141
C.4	Conclusion . . . . .	142
	Bibliographie . . . . .	143



---

# Liste des acronymes et des symboles

---

	SIGNIFICATION ANGLAISE	SIGNIFICATION FRANÇAISE
$\Lambda$	Pitch, hole-to-hole spacing	Période des trous
<b>d</b>	Air-hole diameter	diamètre des trous d'air
$d_c$	Core diameter	diamètre de cœur
<b>ASE</b>	Amplified Spontaneous Emission	Emission spontanée amplifiée
<b>BOTDA</b>	Brillouin optical time domain analysis	Analyse temporelle par effet 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>	Electric Spectrum Analyser	Analyseur de spectre électrique
<b>EOM</b>	Electro Optique Modulator	Modulateur électro-optique
<b>FEM</b>	Finite Element Method	Méthode par élément finis
<b>FTTH</b>	Fiber To The Home	La fibre optique à la maison
<b>FWHM</b>	Full width at half maximum	Largeur à mi-hauteur
<b>FWM</b>	Four Wave Mixing	Mélange à quatre ondes
<b>GAWBS</b>	Guided Acoustic Waves Brillouin Scattering	Diffusion Brillouin de gaine
<b>HF</b>	Holey Fiber	Fibre à trous
<b>HNLF</b>	Highly Nonlinear Fiber	Fibre fortement non linéaire
<b>MEB</b>	Scanning Electron Microscopy	Microscope Electronique à Balayage
<b>NA</b>	Numerical Aperture	Ouverture Numérique
<b>NOLM</b>	Nonlinear Optical Loop Mirror	Miroir à boucle optique non linéaire
<b>OSA</b>	Optical Spectrum Analyser	Analyseur de spectre optique
<b>OTDR</b>	Optical time-domain reflectometry	Réfectomètre optique temporel
<b>PCF</b>	Photonic Crystal Fiber	Fibre à cristaux photoniques
<b>SBS</b>	Stimulated Brillouin Scattering	Diffusion Brillouin Stimulée
<b>SRS</b>	Stimulated Raman Scattering	Diffusion Raman Stimulée
<b>SMF</b>	Single Mode Fibre	Fibre monomode
<b>SOA</b>	Semiconductor Optical Amplifier	Amplificateur optique semi-conducteur



---

# Introduction générale

---

Fasciné par la physique du solide et la théorie de l'information, Léon Brillouin (1889-1969), physicien français, découvre, en 1922, l'effet qui portera son nom et qui décrit la diffusion des ondes lumineuses et des rayons X dans les cristaux [1]. Il montra en particulier que la diffusion de la lumière par les ondes acoustiques causées par l'agitation thermique s'accompagne d'un changement de fréquence lumineuse, contrairement à la diffusion Rayleigh. A l'époque, seul le phénomène de fluorescence pouvait expliquer un changement de fréquence d'une onde lumineuse. Il fallu attendre les travaux du prix Nobel de physique C. V. Raman (1888-1970) concernant la diffusion de la lumière dans les liquides [2] pour que les diffusions inélastiques soient approuvées par l'ensemble de la communauté scientifique. Ces découvertes majeures restèrent longtemps d'un intérêt purement académique. Ce n'est que depuis l'avènement des lasers et des fibres optiques que les diffusions inélastiques ont permis des applications et des progrès scientifiques importants dans des domaines qui peuvent paraître aussi distants que la spectroscopie et les télécommunications par fibre optique.

Le présent travail est consacré à l'effet Brillouin dans les fibres optiques, et plus particulièrement dans une nouvelle génération de fibres dites à "cristal photonique". Ces fibres, constituées de trous d'air périodiquement répartis qui forment une structure guidante courant sur toute la longueur de la fibre, possèdent des propriétés optiques inédites par rapport aux fibres conventionnelles constituées entièrement de silice [3]. A titre d'exemple, leur microstructure périodique air-silice peut faire apparaître sous certaines conditions des bandes interdites à la lumière, de manière analogue au réseau cristallin des semi-conducteurs qui crée une bande d'énergie interdite pour les électrons. La bande de fréquence interdite à la lumière agit alors comme un miroir de Bragg.

Les fibres à cristal photonique possèdent des propriétés guidantes remarquables non seulement pour les ondes optiques mais aussi pour les ondes acoustiques. En effet, sous certaines conditions, leur microstructure périodique air-silice peut également interdire ou piéger des modes acoustiques, tout en conservant un fort confinement des modes optiques [4]. En d'autres termes, la fibre photonique peut jouer le rôle d'un cristal phononique en présentant des bandes interdites acoustiques. On pourrait ainsi envisager de supprimer de manière directe et passive les ondes acoustiques responsables de la diffusion Brillouin, ou, à contrario, intensifier les interactions élasto-optiques en piégeant à la fois les photons et les phonons. Néanmoins, des structures avec des dimensions de la centaine de nanomètre nécessaires pour

la création d'une bande interdite aux fréquences Brillouin (de l'ordre de la dizaine de GHz) ne sont pas encore réalisables à ce jour.

Au cours de cette thèse, nous nous sommes intéressés à l'influence de la microstructure air-silice sur la dynamique de l'effet Brillouin tant dans la dimension transverse que longitudinale de la fibre photonique. Nous verrons en particulier comment la structure périodique peut altérer, supprimer, ou exalter certains modes acoustiques qui participent à la diffusion Brillouin, sans nécessairement faire intervenir cette notion de bande interdite phononique.

Le premier chapitre de notre manuscrit sera une balise historique et un rappel théorique de l'effet Brillouin dans les fibres optiques. Après une brève présentation des propriétés fondamentales des diffusions inélastiques, nous détaillerons le principe de la diffusion Brillouin sous toutes ses formes (spontanée, stimulée, transverse et contra-propagative,...) ainsi que les paramètres importants qui les caractérisent. Ensuite, nous dresserons un état de l'art récent de la diffusion Brillouin dans les fibres microstructurées afin de situer le contexte de notre étude.

Le deuxième chapitre sera consacré à la description des fibres optiques microstructurées, et plus précisément des fibres à coeur plein utilisant le principe de guidage par réflexion totale interne modifiée. Nous détaillerons leurs propriétés optiques en fonction des caractéristiques géométriques de la microstructure. Enfin, après une présentation succincte des méthodes de soudure des fibres microstructurées avec les fibres standard, nous aborderons une technique originale développée au laboratoire à l'aide d'une soudeuse conventionnelle à électrode.

Dans le troisième chapitre, nous étudierons la diffusion Brillouin transverse dite "de gaine" dans plusieurs fibres microstructurées ayant des rayons de coeur différents. En particulier, nous montrerons l'existence de modes acoustiques transverses confinés dans le coeur de la fibre par la gaine microstructurée, avec des fréquences élevées de l'ordre du GHz. Une étude numérique des modes élastiques générés dans une structure photonique sera également présentée. Elle montrera que la forte proportion d'air de la gaine microstructurée associée à un faible diamètre de coeur sont à l'origine du confinement du mode acoustique fondamental et de la suppression des modes acoustiques liés à la gaine extérieure de la fibre. Nous montrerons en outre que la fréquence acoustique de ces modes est directement liée au diamètre du coeur de la fibre. De plus, le calcul du coefficient de diffraction élasto-optique corrobore les résultats expérimentaux.

Le quatrième chapitre est consacré à l'étude de la rétrodiffusion Brillouin dans les fibres photoniques, qui fait intervenir des ondes acoustiques longitudinales. Nous présenterons des mesures du seuil d'apparition de la diffusion Brillouin dans nos fibres microstructurées et nous montrerons qu'il est plus élevé que dans les fibres standard possédant les mêmes paramètres opto-géométriques. Contrairement aux fibres homogènes où les spectres de rétrodiffusion présentent un pic unique de forme Lorentzienne, des spectres multimodes, constitués de plusieurs pics, sont mis en évidence dans la plupart des fibres microstructurées. Nous étudierons également les spectres de diffusion obtenus dans deux fibres photoniques possédant des microstructures très proches mais dont l'une à un coeur dopée au phosphore.

Dans le cinquième et dernier chapitre du manuscrit, nous étudierons l'impact des fluctuations de la microstructure sur la rétrodiffusion Brillouin stimulée en réalisant une mesure

distribuée de la courbe de gain Brillouin. Après une présentation préliminaire du principe de la mesure distribuée dans une fibre optique avec une seule source laser, nous mettrons de nouveau en évidence le caractère large bande et multimode du spectre de gain Brillouin dans les fibres photoniques. Nous verrons également que les contraintes mécaniques exercées lors de l'enroulement de la fibre élargissent le spectre de rétrodiffusion et introduisent une compétition entre les différents modes acoustiques le long de la fibre. Les effets de la biréfringence des fibres sur le spectre de diffusion Brillouin stimulée seront en outre examinés.

En marge de ces travaux basés sur les interactions élasto-optiques, nous présenterons en annexe une étude sur la génération de supercontinuum, la diffusion Raman stimulée et le mélange à quatre ondes dans ces fibres microstructurées. En effet, il est désormais connu que ces fibres possèdent des propriétés dispersives et non linéaires adéquates pour convertir un faisceau laser monochromatique en un continuum de lumière blanche sur plus de deux octaves en fréquence (i.e., un laser arc en ciel allant de l'ultraviolet à l'infrarouge) [5]. De part leurs propriétés de brillance uniques, ces nouvelles sources laser révolutionnent actuellement les applications en métrologie, en rendant possible des mesures absolues de fréquences optiques avec une précision sans précédent, mais aussi en optique biomédicale, en spectroscopie et en microscopie. L'objectif de ce travail de recherche a pour but d'apporter une compréhension améliorée de ces phénomènes et d'étudier en particulier une fibre microstructurée dont le coeur est dopé au phosphore. L'annexe A présente la génération de supercontinuum à l'aide d'un microlaser Nd :YAG impulsif émettant à 532 nm. Nous montrerons la génération d'un supercontinuum de plus de 1300 nm d'étendue spectrale dans cette fibre microstructurée. L'annexe B présente une étude plus complète du processus de diffusion Raman dans de courtes longueurs de fibre photonique dont le coeur est constitué soit de silice soit de phosphore. La caractérisation de la courbe de gain Raman est réalisée en amplifiant un signal issu d'un supercontinuum fibré. De plus, nous mettons en évidence un coefficient de gain Raman six fois plus élevé que dans une fibre standard de télécommunication. Enfin, l'annexe C présente une mesure de la biréfringence dans une fibre photonique à partir d'une expérience d'instabilité de modulation basée sur le mélange à quatre ondes.

## Bibliographie

- [1] L. Brillouin, “Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent homogène : influence de l’agitation thermique”, *Annales de physiques*, **17**, pp. 88–122 (1922).
- [2] C. V. Raman et K. S. Krishnan, “A new type of secondary radiation”, *Nature*, **121** (1928).
- [3] J. C. Knight, T. Birks, P. S. J. Russel et D. M. Atkin, “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding”, *Opt. Lett.*, **19**, n° 21, pp. 1547–1550 (1996).
- [4] V. Laude, A. Khelif, S. Benchabane, M. Wilm, T. Sylvestre, B. Kibler, A. Mussot, J. M. Dudley et H. Maillotte, “Phononic band-gap guidance of acoustic modes in photonic crystal fibers”, *Phys. Rev. B*, **71**, pp. 045107 (2005).
- [5] J. M. Dudley, G. Genty et S. Coen, “Supercontinuum generation in photonic crystal fiber”, *Reviews of Modern Physics*, **78**, pp. 1135–1184 (2006).

# Généralités sur la diffusion Brillouin

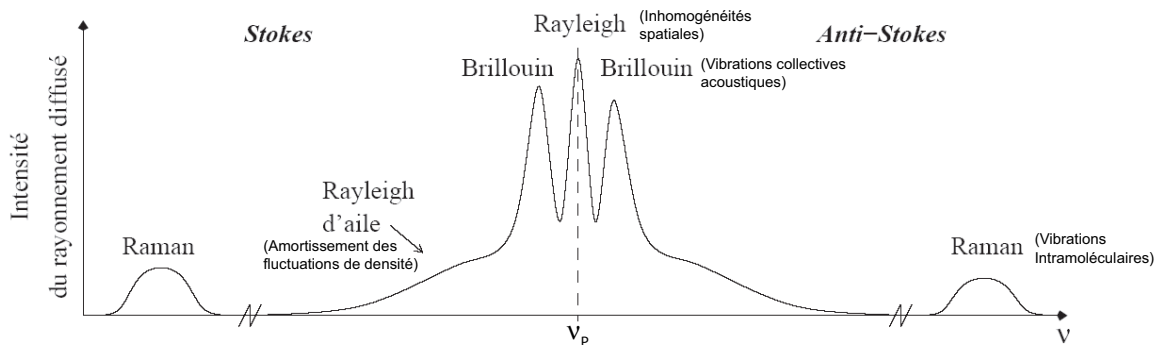
---





## 1.1 La diffusion de la lumière

La diffusion de la lumière par un milieu de propagation dans une direction donnée est la somme des amplitudes diffusées par chacun des éléments de volume dans cette même direction. Cette somme est nulle en dehors de l'axe de propagation si le milieu est parfaitement homogène. Les inhomogénéités qui créent des fluctuations de densité induisent une variation rapide et aléatoire de l'indice de réfraction et entraînent une diffusion de la lumière dans toutes les directions de l'espace [1]. Lorsque les propriétés optiques varient uniquement dans l'espace, c'est ce que l'on appelle la diffusion Rayleigh. Les centres de diffusion étant fixes, elle se produit sans changement de fréquence (diffusion élastique) bien que l'on observe un élargissement du spectre comme le montre la figure 1.1. Lorsque les diffusions sont dues aux vibrations des particules constitutives de la matière, les propriétés optiques varient aussi dans le temps, on parle alors de diffusions inélastiques qui sont aux nombres de deux : la diffusion Raman et la diffusion Brillouin. La diffusion Raman fait intervenir les phonons optiques alors que les phonons acoustiques participent au processus de diffusion Brillouin. Ces deux types de diffusion sont associés à un décalage en fréquence qui peut être positif ou négatif : on parle alors respectivement d'onde anti-Stokes et Stokes.



**Fig. 1.1** Allure d'un spectre de diffusion spontanée pour une fréquence d'excitation  $\nu_P$ . On observe des structures résonnantes de types Raman, Brillouin et Rayleigh. (Les échelles sont arbitraires mais respectent la hiérarchie de position et d'amplitude).

Le tableau 1.1 rassemble les paramètres des différentes diffusions. Le décalage en fréquence associé à la diffusion Raman dépend de la matière et lui est caractéristique. Il ne dépend pas de la longueur d'onde d'excitation contrairement à la diffusion Brillouin, ce qui rend possible une analyse de la composition chimique d'un échantillon à partir de la façon dont il diffuse la lumière. Les diffusions Raman et Brillouin se différencient par des décalages en fréquence très différents, quelques dizaines de THz pour le Raman et quelques dizaines de GHz pour le Brillouin.

### 1.1.1 La diffusion Rayleigh

En 1871, John William Strutt Rayleigh a montré que l'intensité dispersée par des diffuseurs formés de molécules dipolaires au moins dix fois plus petites que la longueur d'onde dépendait fortement de la longueur d'onde et de l'angle de vue, permettant en outre d'expliquer la couleur bleue du ciel [1]. L'onde électromagnétique qui se propage dans un matériau

Processus de diffusion	Décalage en fréquence	Temps de relaxation	Largeur de raie	Gain, m.W <sup>-1</sup>
Rayleigh	0	100 ns	15 MHz	1.10 <sup>-12</sup>
Rayleigh d'aile	0	10 ps	150 GHz	1.10 <sup>-11</sup>
Raman	13.2 THz	75 fs	5 THz	1.10 <sup>-13</sup>
Brillouin	11 GHz	10 ns	25 MHz	5.10 <sup>-11</sup>

Tab. 1.1 Paramètres des différentes diffusions pour une longueur d'onde de 1550 nm d'après [1].

va déformer le nuage électronique des atomes et entraîne un dipôle qui va rayonner. Le noyau de l'atome étant statique, cette diffusion ne s'accompagne pas d'un changement de fréquence (fig. 1.2a).

Dans les télécommunications optiques, la diffusion Rayleigh est connue comme le facteur le plus important qui contribue aux pertes linéiques [2]. Pour une fibre optique, l'expression totale des pertes est donné par :

$$\alpha_{\text{tot}} = Ae^{-a/\lambda} + B/\lambda^4 \quad (1.1)$$

où A, a et B dépendent de la nature des matériaux [3]. Le premier terme correspond à l'absorption infrarouge et le deuxième est lié à la diffusion Rayleigh qui est prédominante pour les courtes longueurs d'ondes car l'intensité diffusée varie en  $\lambda^{-4}$ . De ce fait, les pertes dues à la diffusion Rayleigh sont plus importantes aux courtes longueurs d'ondes. Pour une fibre optique ayant un cœur de silice, le coefficient B à 1550 nm vaut 0,745 dB/(km  $\mu\text{m}^4$ ) [4] ce qui donne un coefficient de diffusion Rayleigh de 0,129 dB/km (fig. 1.2b).

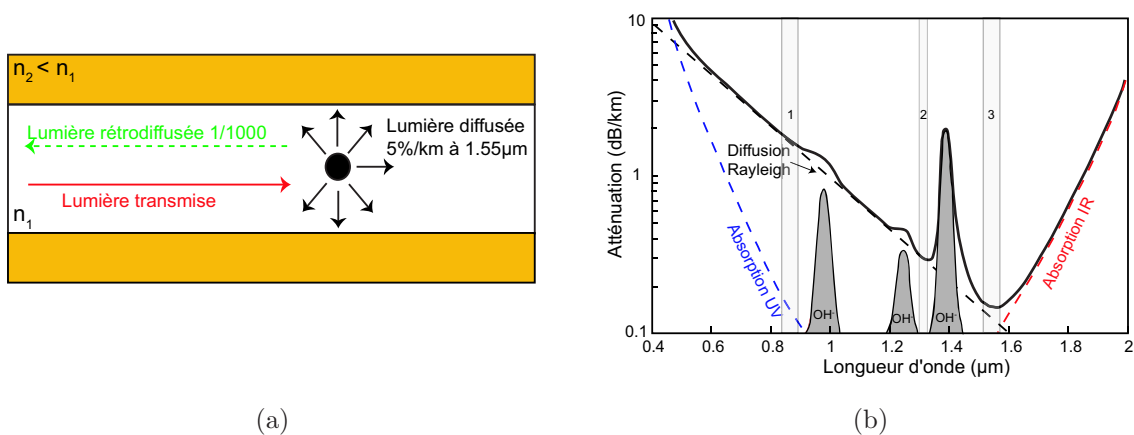


Fig. 1.2 (a) Principe de la diffusion Rayleigh dans une fibre optique. (b) En pointillé, contribution de la diffusion Rayleigh sur l'atténuation spectrale totale (en trait plein) d'une fibre optique monomode.

Ce phénomène de diffusion Rayleigh permet par des méthodes de réflectométrie de mesurer localement et de manière non destructive les pertes linéiques d'une fibre optique ou

d'un système de télécommunication, (OTDR, *Optical Time Domain Reflectometer*) [5]. Le principe réside dans une analyse du temps de vol : une impulsion est injectée dans la fibre et la lumière rétrodiffusée est enregistrée en fonction du temps. Cette diffusion est sujette à toutes les imperfections (inhomogénéités d'indice, interfaces, épissures,...) que la lumière rencontre le long de son parcours dans la fibre. Connaissant la vitesse de la lumière dans la silice, ces variations temporelles sont converties en variations spatiales.

La diffusion Rayleigh d'aile (*Rayleigh Wing*) est un processus de diffusion de la lumière qui est lié au fait que les molécules anisotropes ont tendance à s'orienter le long de la direction du champ électrique d'une onde laser, entraînant une modification de l'indice de réfraction du milieu [1]. Cependant, cette tendance est partiellement contrebalancée par l'agitation thermique qui tend à rendre isotrope la distribution d'orientation des molécules. L'évolution dynamique de l'orientation moléculaire est caractérisée par un temps d'orientation  $\tau$ , donné par l'équation suivante [6] :

$$\tau = \frac{4\pi a^3}{k_B T} \eta \quad (1.2)$$

où  $\eta$  est la viscosité du matériau,  $a$  le rayon moyen de la molécule,  $T$  la température du milieu et  $k_B$  la constante de Boltzmann. Ce temps, de l'ordre de 10 ps dans la silice, est à l'origine de la grande largeur spectrale observé sur la figure 1.1.

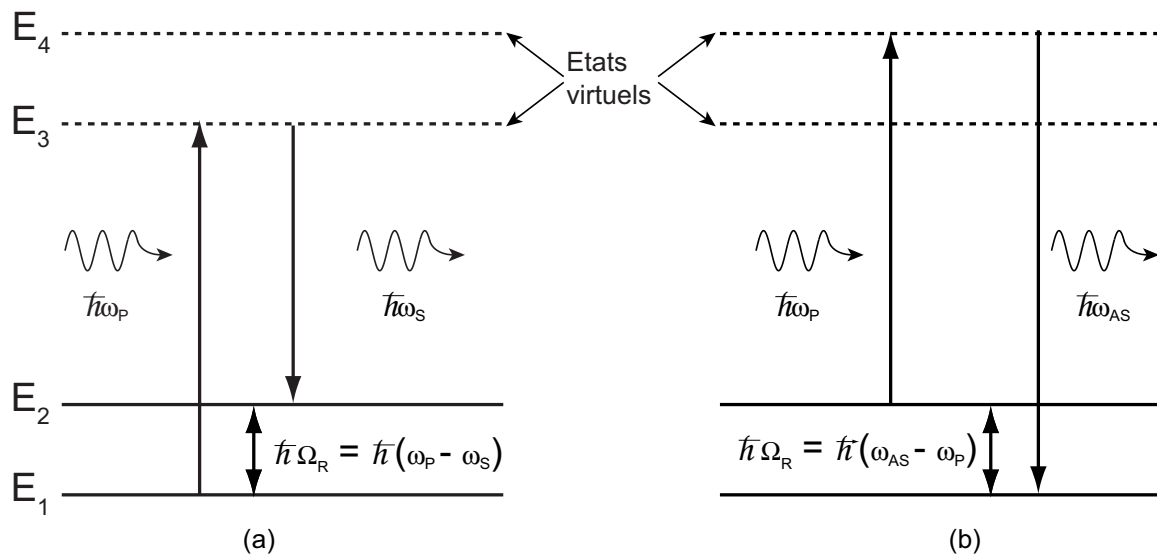
### 1.1.2 La diffusion Raman

La diffusion Raman résulte de l'interaction entre une onde électromagnétique, dite de pompe, et un ensemble d'oscillateurs matériels (molécules) résonnant à une fréquence donnée  $\Omega_R$  [7], correspondant à un mode de vibration intramoléculaire (phonon optique) de la molécule. Dans les matériaux solides, tels que les verres, le phénomène peut s'expliquer en termes de transfert d'énergie des photons composant la lumière vers les phonons du milieu matériel comme le montre la figure 1.3.

Si le matériau se trouve initialement dans son état fondamental, un photon de pompe  $\omega_P$  produit un photon Stokes  $\omega_S$  de fréquence inférieure et un quantum d'excitation matérielle : un phonon optique de fréquence  $\Omega_R = \omega_P - \omega_S$  (fig 1.3.a). Si les états vibrationnels du milieu sont préalablement excités comme le montre la figure 1.3.b, un photon pompe peut alors se combiner avec un phonon pour générer un photon anti-Stokes de fréquence plus élevée  $\omega_{AS} = \omega_P + \Omega_R$ . Les états vibrationnels sont peuplés selon la loi de distribution de Maxwell-Boltzmann qui s'écrit sous la forme suivante :

$$N/N_0 = \exp(-\hbar\omega/k_B T) \quad (1.3)$$

où  $N$  et  $N_0$  sont respectivement le nombres de photons optiques à l'état excité et au repos,  $N/N_0$  est la probabilité qu'un état de fréquence de vibration  $\omega$  soit peuplé,  $\hbar = 1,054.10^{-34}$  J.s est la constante de Planck normalisée. En traversant un milieu, une onde est diffusée spontanément par les molécules composant ce milieu, et cela sur un spectre très large comprenant des fréquences Stokes et anti-Stokes. Ce spectre est communément appelé le spectre de diffusion Raman spontanée. Dans ce processus, les états vibrationnels de plus hautes



**Fig. 1.3** Diagramme d'énergie décrivant les mécanismes de diffusion Raman Stokes (a) et anti-Stokes (b).

fréquences (de plus hautes énergies) étant moins peuplés suivant la distribution de Maxwell-Boltzmann, la bande anti-Stokes est générée plus faiblement que la bande Stokes.

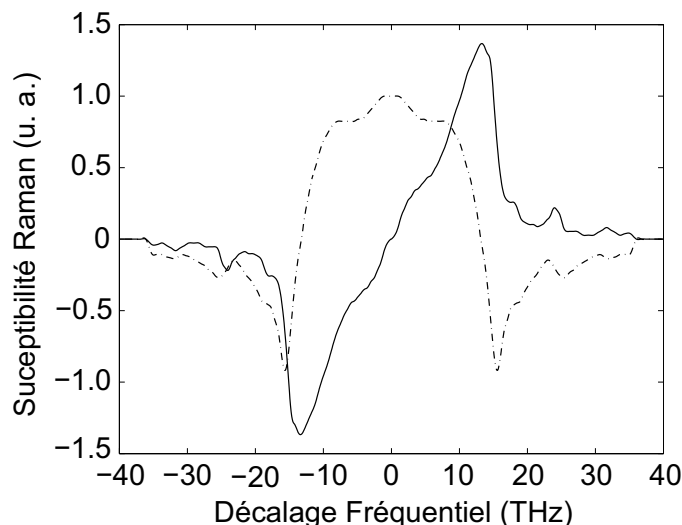
Si maintenant l'onde incidente est de puissance suffisante, le processus de diffusion entre photons et phonons peut entrer en régime d'auto-stimulation dans la mesure où le battement temporel entre l'onde pompe et l'onde Stokes engendre des phonons à la fréquence  $\Omega_R$ . Les ondes Stokes et anti-Stokes interfèrent avec l'onde pompe et forcent les molécules à vibrer à la fréquence Raman. Le processus devient en quelque sorte cohérent en affinant le spectre de diffusion. La puissance de l'onde Stokes devient comparable à celle de la pompe (i.e. le processus devient stimulé) à partir de la puissance seuil :

$$P_{\text{Raman}}^{\text{seuil}} > \frac{16A_{\text{eff}}}{g_R L_{\text{eff}}} \quad (1.4)$$

avec  $g_R$  le gain Raman qui vaut environ  $1 \times 10^{-13} \text{ m.W}^{-1}$  pour une fibre en silice [2]. On se trouve alors dans un régime de diffusion Raman stimulée, qui est un processus optique non linéaire d'ordre 3, doté d'une susceptibilité complexe spécifique (fig 1.4).

Lorsque cette onde Stokes est elle-même suffisamment intense, elle joue alors le rôle de pompe secondaire, et stimule des ordres Stokes supérieurs, successivement décalés en fréquence de la même quantité  $\Omega_R$ . On parle alors de cascade Raman, phénomène qui sera étudié plus en détail pour la génération de supercontinuum en Annexe A. Dans la silice, qui est un milieu amorphe, le temps de vie des phonons optiques est très court (75 fs). De ce fait l'excitation matérielle s'amortit très rapidement et la probabilité d'obtenir des états vibrationnels excités est très faible. La diffusion Raman seule ne peut alors générer des photons anti-Stokes de manière stimulée. Il faut un processus additionnel de type Mélange à quatre ondes (FWM) pour créer des photons hautes fréquences capable de déclencher la diffusion anti-Stokes (fig 1.3.b). Par analogie avec le processus d'émission stimulée, nous

pouvons dire qu'il n'y pas d'inversion de population. La bande anti-Stokes apparaît alors comme une bande d'absorption et la bande Stokes comme une bande d'amplification.



**Fig. 1.4** Composante parallèle de la susceptibilité Raman en fonction du décalage fréquentiel. Trait plein : partie imaginaire, Trait pointillé : partie réelle.

La composante parallèle de la susceptibilité Raman est illustrée sur la figure 1.4 dont la partie imaginaire (trait plein) est responsable du gain (ou de l'absorption) Raman et la partie réelle (pointillés) est responsable d'une modification non linéaire de l'indice de réfraction. Le décalage fréquentiel dans les fibres optiques silice s'effectue autour de la fréquence  $\Omega_R=13,2$  THz sur une grande largeur de bande atteignant typiquement 5 THz. Par ailleurs, il existe des dopants qui permettent d'accroître considérablement le gain Raman. Par exemple, les fibres dopées au Germanium ( $\text{GeO}_2$ ) avec une concentration de l'ordre de 20 % possèdent une section efficace Raman neuf fois supérieure aux fibres silice [8]. Le dopage phosphore ( $\text{P}_2\text{O}_5$ ) présente aussi un grand intérêt puisque ce verre possède deux bandes Raman décalées respectivement de 19,5 THz et 39,8 THz, avec des gains 5,7 et 3,5 fois supérieurs à la silice non dopée [9]. La bande Raman à 39,8 THz est certainement la plus importante caractéristique des verres dopé phosphore (Annexe 2).

La diffusion Raman stimulée est un important effet non-linéaire, en raison des applications qu'elle permet de réaliser majoritairement dans le domaine des télécommunications optiques fibrés (amplificateurs à large bande spectrale, lasers accordables en longueur d'onde,...) mais aussi à cause des conséquences néfastes qui limitent par exemple la performance des systèmes multicanaux de transmission multiplexés en longueur d'onde.

Dans le cadre des travaux qui sont présentés dans ce manuscrit la diffusion Raman Stimulée n'intervient pas (mise à part dans les Annexes A1 et A2) car les puissances de pompes mises en jeu sont largement inférieures à la puissance seuil Raman Stimulée et l'effet Brillouin est le premier phénomène à se manifester.

## 1.2 La diffusion Brillouin spontanée

Sous l'effet de la température, les molécules constituant le milieu subissent l'agitation thermique et effectuent de petits déplacements autour de leur position d'équilibre. Les phonons ainsi créés se couplent entre eux et modifient l'indice de réfraction du milieu créant des ondes acoustiques de très faibles amplitudes. Par conséquent, lorsqu'une onde électromagnétique se propage, elle est diffusée dans toutes les directions par ces ondes élastiques. Par effet Doppler, l'onde acoustique étant mobile, la génération de l'onde diffusée s'accompagne d'un décalage en fréquence par rapport à l'onde incidente. Lorsque l'onde acoustique se déplace dans le sens de propagation de l'onde incidente, l'onde diffusée appelée onde Stokes est décalée vers les basses fréquences d'une quantité correspondant à la fréquence de l'onde acoustique  $\nu_B$ . De même, l'onde diffusée est appelée anti-Stokes lorsque l'onde acoustique se déplace dans le sens opposé à celui de l'onde incidente. Par la suite, nous parlerons de diffusion Brillouin spontanée si l'onde acoustique intervenant dans le processus n'est pas sensiblement modifiée par les ondes optiques.

La répartition spectrale de l'énergie thermique est régie par la loi de Bose-Einstein qui lie la température  $T$  au nombre moyen de phonons acoustiques  $N$  d'un niveau d'énergie donné par la relation suivante :

$$N \approx \frac{k_B T}{h \nu_B} \quad (1.5)$$

Pour une fréquence acoustique  $\nu_B$  de 10 GHz, le nombre de phonons par mode est de l'ordre de 600 et très grand vis à vis de 1. Le processus de diffusion est alors entièrement dominé par l'excitation thermique. Ainsi, les effets quantiques sont négligeables et un traitement purement classique de la diffusion Brillouin est justifié.

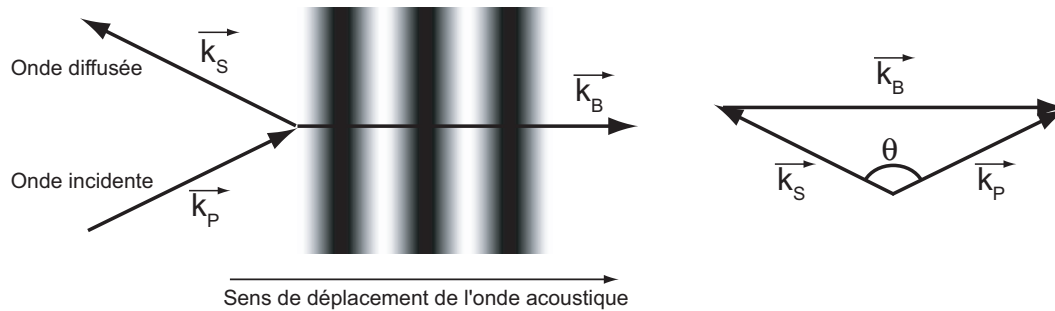


Fig. 1.5 Représentation schématique de la diffusion par une onde acoustique.

Les lois de conservation de l'impulsion et de l'énergie s'appliquent à la diffusion Brillouin (voir figure 1.5). Elles s'écrivent :

$$\omega_P = \omega_S + \omega_B \quad (1.6)$$

$$\vec{k}_P = \vec{k}_S + \vec{k}_B \quad (1.7)$$

ou  $\vec{k}_i$  et  $\omega_i$  ( $i = P, S, B$ ) sont respectivement les vecteurs d'ondes et les fréquences de l'onde de pompe, de l'onde Stokes et de l'onde acoustique. La fréquence de l'onde acoustique est calculée grâce aux relations définies par :

$$|\vec{k}_P| = \frac{2\pi n}{\lambda_P}, \quad |\vec{k}_S| = \frac{2\pi n}{\lambda_S}, \quad |\vec{k}_B| = \frac{2\pi}{\lambda_B} \quad (1.8)$$

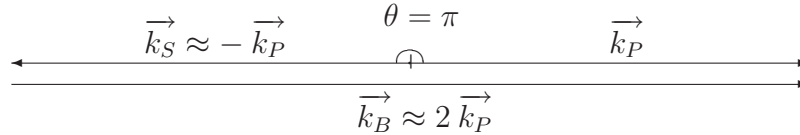
et à l'équation reliant les trois modules des vecteurs d'ondes.

$$|\vec{k}_B| = |\vec{k}_P| + |\vec{k}_S| - 2 |\vec{k}_P| |\vec{k}_S| \cos \theta \quad (1.9)$$

avec  $\theta$  l'angle entre les vecteurs d'onde pompe et Stokes. Comme la fréquence de l'onde acoustique est très faible devant celles des ondes optiques nous considérons que les modules des vecteurs d'onde pompe et Stokes sont quasi-identiques. A partir de ces équations, on montre que la fréquence de l'onde acoustique (eq. 1.10) est liée à la vitesse de propagation des modes acoustiques dans la fibre  $v_a$ , à l'indice de réfraction  $n$ , à la longueur d'onde de la pompe  $\lambda_p$  et à l'angle de diffusion  $\theta$  [2] :

$$\nu_B = \frac{2 n v_a}{\lambda_P} \sin(\theta/2) \quad (1.10)$$

Comme le montre la figure 1.6, dans une fibre optique unimodale, lorsque l'onde de pompe est injectée dans l'axe de la fibre, l'onde Stokes est rétrodiffusée par une onde acoustique se propageant également dans la direction de propagation [10]. L'angle de diffusion entre l'onde pompe et Stokes est maximum ( $\theta = \pi$ ) et le décalage en fréquence de l'onde Stokes est maximum.



**Fig. 1.6** Représentation des vecteurs d'onde lors d'un processus de diffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique unimodale. Le vecteur d'onde acoustique est pratiquement égal au double de celui de la pompe.

Dans le cas d'une fibre optique d'indice  $n = 1,45$ , sachant que la vitesse du son dans la silice est de  $5960 \text{ m.s}^{-1}$  [10], et en considérant un champ pompe de longueur d'onde  $1550 \text{ nm}$ , le champ Stokes rétrodiffusé est décalé de  $11,2 \text{ GHz}$  ( $\approx 0,08 \text{ nm}$ ). Notons que la longueur d'onde de l'onde acoustique est deux fois plus petite que celle de la pompe.

La diffusion Brillouin est d'autant plus efficace que le contraste du réseau acoustique est important. Lorsque la puissance de l'onde injectée augmente, l'onde acoustique se renforce jusqu'à ce que la fibre optique se comporte comme un miroir de *Bragg* optique et rétrodiffuse toute la puissance additionnelle injectée. Le phénomène qui entraîne la stimulation de la diffusion Brillouin en renforçant le réseau d'indice est l'électrostriction qui tend à déplacer la matière vers les maxima d'énergie électromagnétique et crée une onde acoustique.

### 1.3 L'électrostriction

Par définition, l'électrostriction est la tendance d'un matériau diélectrique, comme la silice, à se déformer sous l'effet d'un champ électrique [1]. Ce phénomène est équivalent à une maximisation de l'énergie potentielle : les molécules se déplacent vers les maxima du champ électrique augmentant ainsi l'énergie potentielle emmagasinée. Une pression interne est ainsi créée et s'accompagne d'une variation de densité. Contrairement aux cas des déplacements

d'électrons qui sont responsables de l'effet Kerr optique [11], les atomes ne peuvent pas osciller à la fréquence des champs électriques associés aux ondes optiques [12]. Par conséquent, ce sont les variations de plus basse fréquence, induites par le battement entre les ondes optiques, qui peuvent créer une pression électrostrictive, et donc une onde élastique à l'origine de la diffusion Brillouin.

Outre la diffusion Brillouin, l'électrostriction induit aussi des distorsions importantes dans les transmissions de type soliton [13]. La variation d'indice induite par l'électrostriction peut créer en effet une modulation de phase sur les impulsions qui se propagent et causer ainsi des distorsions temporelles importantes sur les signaux [14]. Grâce à des méthodes principalement basées sur des mesures interférométriques, il est possible d'estimer la contribution de l'électrostriction dans la réponse non linéaire totale d'un matériau. Les différentes mesures qui sont toutes fondées sur la mesure de la modulation de l'indice de réfraction sur les ondes optiques, comme la modulation de phase croisée (XPM), montrent que l'indice non linéaire dû à l'électrostriction dans la silice est égal à  $n_{2e} = 0,52 \times 10^{-20} \text{m}^2 \text{W}^{-1}$  [15]. Si l'on considère que l'indice non linéaire total dans la silice est  $n_{2K} = 2,5 \times 10^{-20} \text{m}^2 \text{W}^{-1}$ , alors la contribution de l'électrostriction est de l'ordre de 20% [16]. Contrairement à l'effet Kerr, suivant la répartition transverse du mode optique, la contribution de l'électrostriction au coefficient non linéaire total peut varier du simple au double [17].

Il est important de noter que la description mathématique de l'électrostriction dans les fibres usuelles ne s'applique pas aux fibres microstructurées. En effet, les hypothèses misent en avant dans le cas des fibres standards, comme l'assimilation des ondes élastiques à des ondes planes de section infinie, ne sont plus valables dans les structures photoniques [18]. Nous reviendrons sur cet aspect dans la suite du manuscrit.

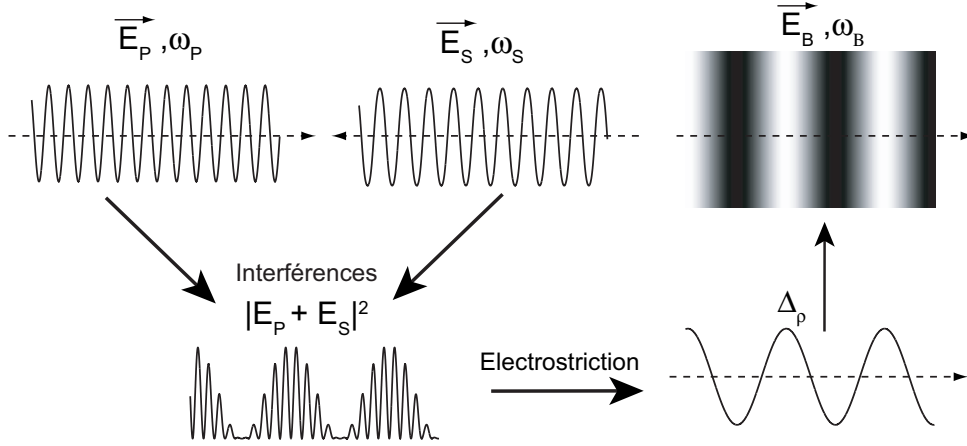
En résumé, du point de vue de la diffusion Brillouin, on peut assimiler l'électrostriction à un moteur de la diffusion Brillouin stimulée, dans le sens où cet effet apporte un grand nombre de phonons acoustiques qui vont eux mêmes interagir avec l'onde pompe incidente et stimuler le processus Brillouin.

## 1.4 La diffusion Brillouin stimulée

Une onde laser entrant dans un milieu est diffusée spontanément par les phonons acoustiques induits par l'agitation thermique. Dans ce régime spontané, l'onde Stokes ainsi générée est amplifiée linéairement au fil de la propagation. En revanche, si l'onde pompe (à la fréquence  $\omega_P$ ) est suffisamment intense, le battement de celle-ci avec l'onde Stokes (à la fréquence  $\omega_S$ ) va créer une modulation d'intensité et un réseau d'indice de fréquence  $\omega_B$  qui se propagent à la vitesse  $v_a$  (fig. 1.7).

Dans le cas où l'accord de phase est réalisé, c'est à dire lorsque la vitesse du réseau d'indice est proche de la vitesse du son dans le milieu, un jeu de fréquences ( $\omega_S$ ,  $\omega_B$ ) est sélectionné pour une fréquence de pompe donnée  $\omega_P$ . L'accord de phase, qui permet un gain exponentiel en diffusion stimulée, est automatiquement réalisé car le processus repose sur l'amplification résonante du bruit de diffusion Brillouin. L'électrostriction, qui crée un grand nombre de phonons acoustiques, tendra à amplifier l'onde acoustique résultante. L'onde acoustique ainsi créée diffuse davantage l'onde pompe, ce qui renforce l'onde Stokes (figure 1.7). Ainsi de suite, les deux processus se renforcent l'un l'autre et entraînent une amplification exponentielle de





**Fig. 1.7** *Processus de diffusion Brillouin stimulée. A la résonance, le battement entre l'onde pompe  $E_P$  et l'onde Stokes  $E_S$  crée par électrostriction une onde élastique  $\Delta_p$  qui diffuse l'onde pompe et par conséquent renforce l'onde Stokes.*

l'onde Stokes. Nous parlons de diffusion Brillouin stimulée (DBS) lorsque l'onde acoustique impliquée dans l'interaction est amplifiée par l'onde optique elle même.

Une approche corpusculaire de la DBS permet d'expliquer que la création de l'onde anti-Stokes ne peut pas exister en régime stimulé. En régime spontané les diffusions Stokes et anti-Stokes ont quasiment la même amplitude. En régime stimulé, l'accroissement de la puissance pompe entraîne une augmentation très rapide à la fois du nombre de photons Stokes et de phonons acoustiques se propageant dans le sens de la propagation. A l'opposé, la création d'un photon anti-Stokes résulte de l'annihilation d'un photon pompe et d'un phonon acoustique se propageant dans le sens inverse à la propagation. Le réservoir de phonons acoustiques responsable de la diffusion anti-Stokes n'est pas alimenté et par conséquent l'onde anti-stokes n'est pas stimulée.

### 1.4.1 Le gain Brillouin

La croissance de l'onde Stokes rétrodiffusée est caractérisée par le gain Brillouin  $g_B(\nu)$ , dont la valeur maximale  $g_B$  est atteinte à la résonance. Si on suppose que l'onde sonore s'amortit exponentiellement, alors le spectre spontané de gain Brillouin dans un milieu homogène est une Lorentzienne de la forme suivante :

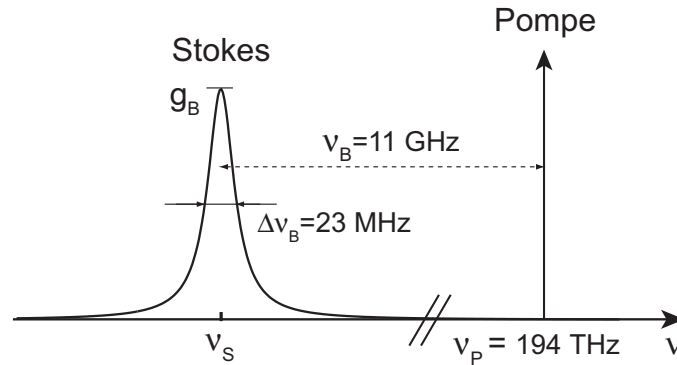
$$g_B(\nu) = \frac{(\Delta\nu_B/2)^2}{(\nu - \nu_B)^2 + (\Delta\nu_B/2)^2} g_B \quad (1.11)$$

où le gain Brillouin  $g_B$  obtenu à la résonance  $\nu = \nu_B$  est défini par :

$$g_B = \frac{2 \pi n^7 p_{12}^2}{c \lambda_p^2 \rho_0 v_A \Delta\nu_B} \quad (1.12)$$

où  $p_{12}$  est le coefficient photoélastique et  $\rho_0$  la masse volumique du matériau. La largeur à mi-hauteur  $\Delta\nu_B$  est inversement proportionnelle à la durée de vie d'un phonon acoustique dans le matériau  $\tau = \frac{1}{\pi \Delta\nu_B} = \frac{1}{\gamma_A}$ . Cette durée, inversement proportionnelle à l'amortissement acoustique ( $\gamma_A$ ) est de l'ordre de 10 ns. Contrairement aux ondes optiques qui sont peu

atténuées dans une fibre <sup>1</sup>, les ondes acoustiques ont un temps d'amortissement très court et ne se propagent que sur quelques microns. En fait, la valeur de  $\Delta\nu_B$  est spécifique à chaque fibre optique car elle dépend de la composition du milieu [2]. Toutefois, dans les fibres optiques utilisées dans les systèmes de communication à 1550 nm,  $\Delta\nu_B$  est environ égal à 23 MHz [19]. Typiquement, le gain Brillouin dans une fibre optique entièrement silice avec  $p_{12} = 0,285$  et  $\rho_0 = 2210$  kg/m vaut  $3,2 \times 10^{-11}$  m/W [20]. La figure 1.8 représente les paramètres de la diffusion Brillouin spontanée dans une fibre optique de silice standard, type SMF28, pour une longueur d'onde de pompe de 1550 nm.



**Fig. 1.8** Diffusion Brillouin spontanée dans une fibre optique de type SMF28 à la longueur d'onde de pompe de 1550 nm. Représentation schématique des champs impliqués et des fréquences mise en jeu.

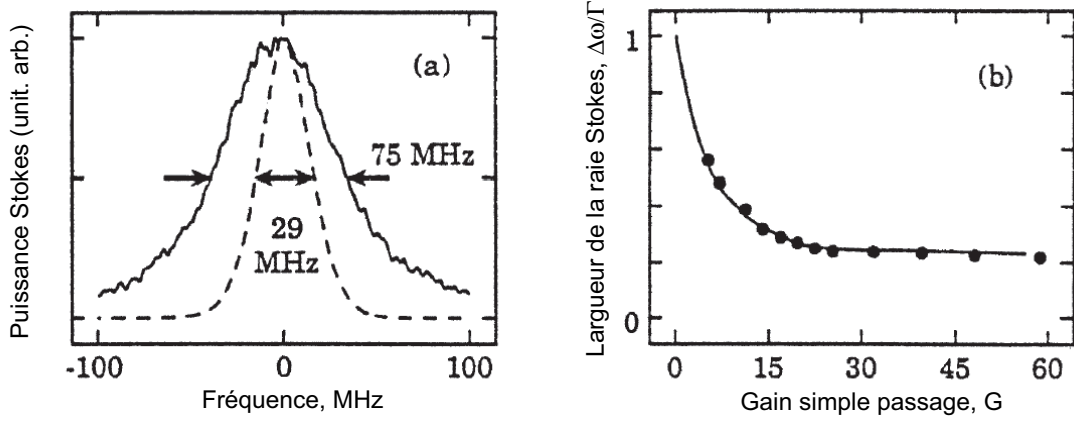
La connaissance du spectre de gain Brillouin dans une fibre optique nous renseigne sur sa composition mais surtout sur sa structure acoustique [21]. En régime spontané, le spectre de gain dépend directement de l'atténuation des phonons dans la fibre. Par contre en régime stimulé, la distribution des phonons responsables de la courbe de gain Brillouin est modifiée. En effet, sous l'influence de l'électrostriction, des phonons sont créés de manière importante et préférentiellement autour de la fréquence de résonance. Par conséquent, le spectre subit un rétrécissement que Gaeta et Boyd [22] ont évalué en introduisant le paramètre  $G$  (eq. 1.13) qui est le gain en simple passage. Le spectre Brillouin peut varier selon que le gain en simple passage, défini tel que :

$$G = 0.7 g_B P_P L / A_{\text{eff}} \quad (1.13)$$

est supérieur ou inférieur à 20,  $L$  étant la longueur de la fibre,  $P_P$  la puissance injectée,  $A_{\text{eff}}$  l'aire effective du mode et  $g_B$  le gain Brillouin à la résonance. Le cas  $G$  inférieur à 20 correspond au régime spontané (ou faiblement stimulé) caractérisé par le spectre Lorentzien (eq. 1.11). Lorsque  $G$  augmente, le spectre Brillouin évolue d'une Lorentzienne vers une Gaussienne avec un rétrécissement de sa largeur de  $\Delta\nu_B = \frac{\gamma_a}{\pi}$  à  $\Delta\nu_B = \frac{\gamma_a}{\pi} \left(\frac{\ln 2}{G}\right)^{1/2}$ .

Gaeta et Boyd [22] ont montré expérimentalement l'évolution de la largeur  $\Delta\nu_B$  en fonction du gain simple passage pour une pompe de 514 nm. Quand  $G$  est supérieur à 50, la largeur du spectre Brillouin stimulée tend vers une valeur limite de l'ordre du tiers de  $\Delta\nu_B$  (fig. 1.9).

<sup>1</sup>Lorsque la longueur d'onde de pompe est de 1550 nm



**Fig. 1.9** (a) Spectre du champ Stokes spontané pour une faible pompe (trait plein) et stimulé pour une forte pompe (trait pointillé) pour une longueur d'onde de pompe de 570 nm. (b) Dépendance de la largeur du champ Stokes en fonction du gain simple passage  $G$ . La courbe est la prédiction théorique, et les point noirs sont les résultats expérimentaux d'après [22].

### 1.4.2 Le seuil Brillouin

Le processus de rétrodiffusion stimulée dans lequel la majeure partie de la puissance pompe est transférée sur l'onde Stokes ne peut se développer qu'au dessus d'une valeur critique de l'intensité de pompe appelée seuil Brillouin. Dans cette situation, l'intensité de l'onde Stokes augmente de manière exponentielle dans la direction opposée à la propagation. Le seuil Brillouin, qui est habituellement défini par la puissance injectée quand la puissance rétrodiffusée est égale à la puissance transmise [23] est défini par la relation 1.14 ou  $g_B$  est le gain Brillouin pour une onde monochromatique et  $L_{\text{eff}} = \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha}$  la longueur effective. La constante  $K$  est liée à la polarisation des ondes pompe et Stokes. Elle prend la valeur 1 dans une fibre à maintien de polarisation et est égale à  $\frac{3}{2}$  dans une fibre standard lorsque la DBS démarre du bruit [24].

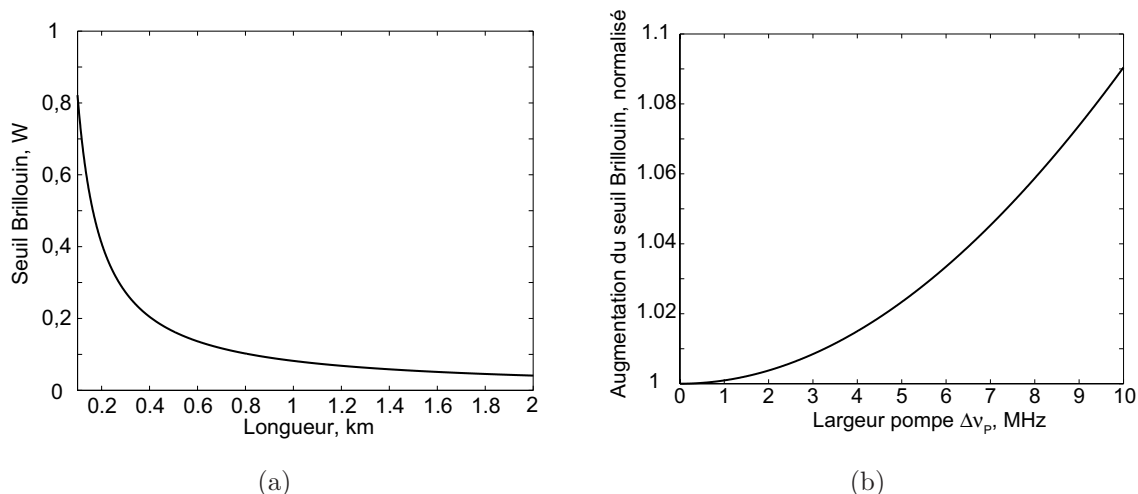
$$P_{\text{th}} = \frac{21 K A_{\text{eff}}}{g_B L_{\text{eff}}} \quad (1.14)$$

Dans le cas d'une fibre SMF-28 d'une longueur de 1 km, d'aire effective  $75 \mu\text{m}^2$  présentant des pertes linéiques  $\alpha = 0,2 \text{ dB/km}$  et avec une constante  $K$  égale à  $\frac{3}{2}$ , le seuil Brillouin vaut  $18,7 \text{ dBm}$  (voir fig 1.10(a)). Cependant, cette expression n'est qu'une valeur approximative de la puissance seuil. Le choix du coefficient 21 qui représente le gain critique dans l'équation du seuil 1.14 est estimé à 16 pour des fibres optique de grandes longueurs ou possédant de grandes pertes linéiques [25]. Il est à noter que ce seuil est considérablement réduit par la présence d'une cavité, même avec une très faible réinjection [26].

De plus, lorsque la largeur spectrale de la source  $\Delta\nu_P$  est supérieure à la largeur spectrale de la raie Brillouin spontanée  $\Delta\nu_B$ , il faut tenir compte de la convolution entre le profil spectral de la pompe et celui du gain Brillouin dans la définition du seuil Brillouin (eq. 1.15) [21].

$$P_{\text{thr}} = \frac{21 K A_{\text{eff}}}{g_B L_{\text{eff}}} \frac{\Delta\nu_P \otimes \Delta\nu_B}{\Delta\nu_B} \quad (1.15)$$

Dans le cas de faisceaux de spectre Gaussien à la fois pompe et Brillouin, la convolution donne  $\Delta\nu_P \otimes \Delta\nu_B = (\Delta\nu_P^2 + \Delta\nu_B^2)^{1/2}$  et pour deux faisceaux ayant une forme Lorentzienne, on obtient  $\Delta\nu_P \otimes \Delta\nu_B = \Delta\nu_P + \Delta\nu_B$  [27]. D'après la figure 1.10(b) on voit qu'il faut prendre en compte la largeur de la pompe dès que celle-ci est supérieure à 1MHz. On comprend aisément que l'élargissement du spectre de la pompe permet d'augmenter significativement le seuil Brillouin qui est le premier phénomène non-linéaire "parasite" à survenir dans une ligne de transmission par fibre optique.



**Fig. 1.10** (a) *Seuil Brillouin en fonction de la distance dans le cas d'une fibre monomode possédant une aire effective de  $75 \mu\text{m}^2$  et des pertes linéiques de  $0,2 \text{ dB/km}$ .* (b) *Influence de la largeur spectrale de la pompe sur le seuil Brillouin dans le cas de deux faisceaux Gaussien.*

Lorsque les puissances pompe et Stokes sont du même ordre de grandeur, l'hypothèse de non dépletion de la pompe n'est plus valable. Ainsi, le seuil Brillouin qui marque la transition entre le régime spontané et stimulé n'est pas nettement défini. Cependant, du point de vue de l'expérimentateur, il est important de connaître la puissance de pompe à partir de laquelle la diffusion Brillouin n'est plus négligeable, c'est à dire lorsque la puissance transmise n'est plus une fonction linéaire de la puissance injectée. Par conséquent, parmi toutes les définitions du seuil Brillouin [28], qui sont pour la plupart des conventions, nous définirons le seuil Brillouin comme étant égal à la puissance pompe quand la puissance rétrodiffusée est égale à 1 % de la puissance pompe [29, 30]. D'un point de vue expérimental, cette définition correspond à la puissance maximale qu'il est possible d'injecter avant d'être limité par la DBS. Récemment, Kovalev et Harisson ont admis que cette définition expérimentale est la plus adéquate [31]. Une relation théorique, dépendante du facteur G et de l'ouverture numérique de la fibre est donnée afin d'être plus proche de la définition du seuil expérimental donné précédemment.

Par ailleurs, nous utiliserons le produit  $I_{\text{th}} * L_{\text{eff}}$  mis en place par Dainese *et al.* [?] et dont la relation est donnée par :

$$I_{\text{th}} * L_{\text{eff}} = \frac{P_{\text{th}}(\text{mW}) L_{\text{eff}}(\text{km})}{A_{\text{eff}}(\mu\text{m}^2)} \quad (\text{W.km}.\mu\text{m}^{-2}) \quad (1.16)$$

avec  $P_{\text{th}}$ , la puissance expérimentale du seuil Brillouin. Ce produit, indépendant des caractéristiques des fibres utilisées qui sont l'aire effective et la longueur, est proportionnel au

gain Brillouin et nous permet de comparer le seuil Brillouin dans toutes les fibres optiques, qu'elles soient composées entièrement de silice ou microstructurées. Le produit  $I_{th} * L_{eff}$  est égal à l'unité pour une fibre entièrement silice. Ainsi, le seuil Brillouin d'une fibre photonique peut être comparé à celui d'une fibre entièrement silice possédant les mêmes caractéristiques optiques.

## 1.5 Méthodes usuelles de suppression de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres homogènes

La suppression de la diffusion Brillouin stimulée ou plus simplement l'augmentation du seuil Brillouin a suscité beaucoup de travaux car, comme nous l'avons vu, ce phénomène limite fortement la puissance transmise dans une fibre optique. On peut distinguer deux grandes familles de techniques permettant de rehausser le seuil Brillouin dans une fibre homogène, celles basées sur la modification locale des paramètres opto-géométriques de la fibre et celles où ce sont les propriétés de l'onde optique incidente elle-même qui sont modifiées.

Tout d'abord, les ondes acoustiques responsables de la diffusion Brillouin spontanée étant d'origine thermique, tous les paramètres modifiant ces ondes altèrent l'efficacité du processus et permettent d'augmenter le seuil. Comme on peut voir dans l'équation 1.10, pour une longueur d'onde fixe, la fréquence Brillouin dépend de la vitesse de l'onde acoustique et de l'indice effectif. Ces deux paramètres dépendent des caractéristiques intrinsèques de la fibre (composition, dopage) et des perturbations extérieures comme la température ou les contraintes mécaniques [32]. La température induit une variation linéaire de la fréquence Brillouin (+1,17 MHz/°C) [33] sauf pour de très faibles températures inférieures à 50K [19]. De plus, un arrangement astucieux de la répartition des dopants (Germanium ou phosphore) dans le cœur de la fibre permet d'augmenter le spectre à mi-hauteur et, par conséquent, le seuil Brillouin [34, 35].

Il s'en suit que l'impact des variations locales de la fréquence acoustique le long de la fibre réduit globalement l'efficacité de la diffusion Brillouin [36]. Par exemple, une variation du dopage le long de la fibre entraîne un décalage de la fréquence Brillouin [37, 38]. Citons également les travaux de Shiraki *et al.* qui montrent l'impact des variations longitudinales de la taille du cœur sur le seuil Brillouin [39]. Comme dans les autres cas, la fréquence Brillouin varie le long de la fibre et crée un large spectre de diffusion. Enfin, la modification de paramètres extérieurs comme la température ou la pression le long de la fibre influence l'efficacité de diffusion [40]. Plus récemment, Kovalev et Harisson ont mis à profit les fortes variations de température induite dans une fibre lorsqu'une puissance de pompe intense y est injectée [41]. Cet effet est particulièrement intéressant dans les amplificateurs à fibre [42]. Cependant, toutes ces méthodes entraînent également des modifications très importantes sur les ondes optiques, ce qui limite leur faisabilité dans les systèmes de transmission en particulier.

Ensuite, il est possible de modifier la forme de l'onde de pompe. La modulation en phase de l'onde de pompe entraîne un élargissement de celle-ci et le seuil Brillouin est plus élevé. Cette technique est très utilisée dans les télécommunications optiques car elle ne modifie pas les propriétés des fibres optiques. Cependant, dans les télécommunications optiques, les

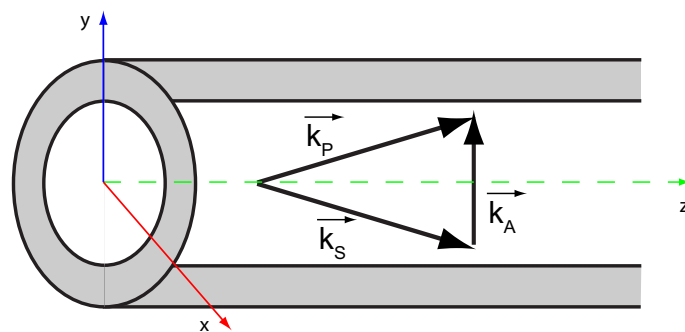
différentes techniques permettant cet élargissement, comme la modulation de phase pseudo-aléatoire de la pompe (PRBS) peuvent être sources de pénalités pour les méthodes de traitement tout optique, comme l'amplification paramétrique sur fibre [43].

Outre la modification des paramètres géométriques de la fibre qui agissent directement sur les ondes acoustiques, il est possible de réduire l'interaction entre la pompe et l'onde Stokes rétrodiffusée en plaçant des isolateurs le long de la fibre [44]. L'augmentation du seuil par cette méthode présente l'intérêt non négligeable de ne pas modifier les propriétés des ondes optiques. A partir de ce principe, Lee *et al.* [45] ont réussi à augmenter le seuil Brillouin en inscrivant le long de la fibre des réseaux de Bragg qui empêchent la formation des ondes acoustiques longitudinales.

Il est à noter que c'est une idée similaire de structuration, mais transverse du milieu acoustique, qui est à l'origine du projet proposé à FEMTO-ST, sur la suppression de la diffusion Brillouin dans les fibres microstructurées [46] par effet de bande interdite phononique. Ce travail a servi de point de départ à cette thèse et sera détaillé dans le paragraphe 1.7.

## 1.6 La diffusion Brillouin de gaine

Jusqu'à présent, nous avons étudié la diffusion d'une onde optique par une onde acoustique considérée comme une onde plane, qui se propage selon l'axe longitudinal de la fibre optique. Cependant à température ambiante, l'ensemble constitué par le cœur et la gaine d'une fibre optique peut être assimilé à un cylindre dans lequel il existe un très grand nombre de phonons acoustiques dont les fréquences varient de quelques Hz à quelques dizaines de GHz. Mais, tous ces modes acoustiques constituant un large continuum de fréquences n'interagissent pas avec les ondes optiques. En particulier il existe des modes acoustiques transverses dont les fréquences sont inférieures à celle de la rétrodiffusion (0,1 à 1 GHz), qui sont excités par le fort gradient transverse du champ électrique associé à l'onde optique. Dans ce cas, il n'y a pas création d'onde Stokes rétrodiffusée, les modes acoustiques transverses viennent seulement moduler l'onde optique ; on parle de diffusion Brillouin de gaine (GAWBS, *Guided Acoustic Wave Brillouin Scattering*) ou diffusion Brillouin vers l'avant [47].



**Fig. 1.11** Accord de phase lors du processus de diffusion Brillouin de gaine dans une fibre optique.

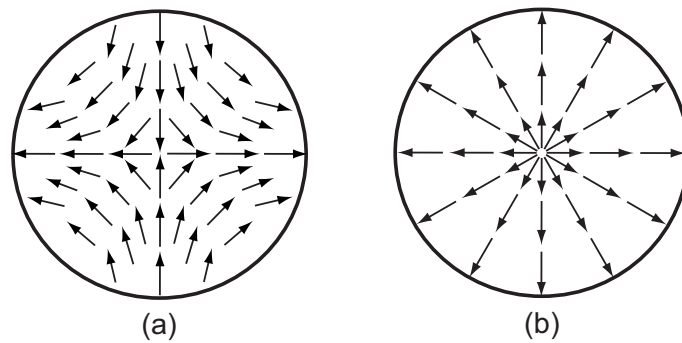
Dans le cas de la diffusion Brillouin en avant, les fréquences et les vecteurs d'onde de pompe et de l'onde diffusée sont quasi identiques comme le montre la figure 1.11. Par

conséquent, le vecteur d'onde acoustique,  $\beta_a$  est très faible.

Cette diffusion, dont les fréquences caractéristiques se situent entre 10 MHz et 1 GHz, constitue la principale source de bruit en optique quantique dans les fibres optiques [48]. De plus, la génération de ces modes transverses modifiant localement l'indice de réfraction du cœur perturbe la propagation d'impulsions solitons [49].

Toutefois, l'étude des modes acoustiques transverses nous renseigne sur la structure des fibres [50]. Par exemple, Oshashi *et al.* ont montré que la diffusion en avant due aux modes  $TR_{2m}$  permet d'estimer le diamètre extérieur de la fibre optique [51]. Il est également possible de remonter à la concentration des dopants utilisés dans une fibre à partir de l'estimation de la vitesse des ondes acoustiques [52]. Ces modes acoustiques qui sont d'origine thermique, tout comme les modes longitudinaux, sont également sensibles aux paramètres extérieurs comme la température et se révèlent intéressants pour les capteurs [53].

Dans la suite de cette partie, nous présentons les principales caractéristiques de ces modes acoustiques transverses. Dans un cylindre uniforme, les modes acoustiques responsables de la diffusion en avant sont les modes radiaux,  $R_{0m}$  et Torso-Radiaux,  $TR_{2m}$ . Comme le montre la figure 1.12(b), les modes radiaux engendrent une variation locale de l'indice effectif et ne changent pas la polarisation de l'onde optique. Cette diffusion est appelée *polarisée* en opposition à la diffusion due aux modes Torso-Radiaux dénommée *dépolarisée*. Dans ce cas, comme on peut le voir sur la figure 1.12(a), les modes acoustiques perturbent localement la biréfringence de l'onde optique incidente en diffusant la polarisation initiale.



**Fig. 1.12** Lignes de champ des modes acoustiques transverses; (a) torso-radiaux  $TR_{2m}$  et (b) radiaux,  $R_{0m}$  pour  $m=1$ .

Dans un cylindre, les fréquences de résonances des modes  $R_{0m}$  et  $TR_{2m}$  dépendent des conditions initiales qui sont, dans le cas des fibres classiques, le diamètre extérieur de la gaine ( $d_{\text{ext}}$ ) et le rapport entre les vitesses des ondes acoustiques longitudinales  $V_L$  et transverses  $V_0$  défini par  $\alpha = V_L/V_0$ . La condition aux limites correspondant à la surface libre de la fibre qui donne accès aux modes radiaux  $R_{0m}$  est décrite par la relation suivante :

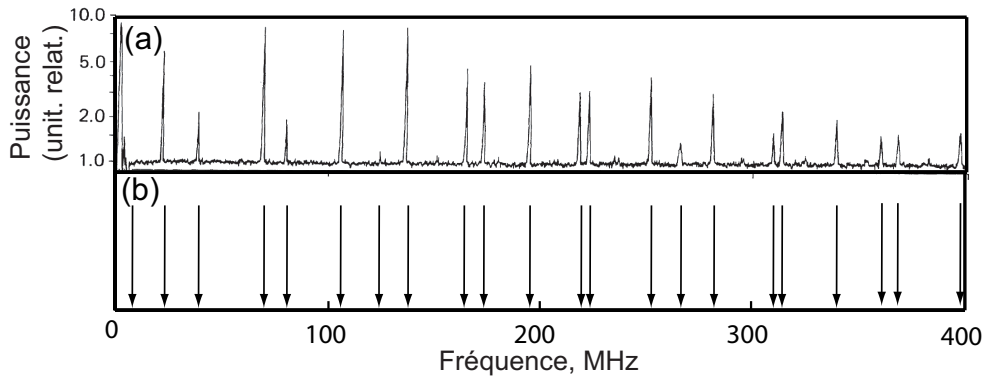
$$(1 - \alpha^2)J_0(y_m) - \alpha^2 J_2(y_m) = 0 \quad (1.17)$$

avec  $J_n(y)$ ,  $n = 0, 2$  les fonctions de Bessel d'ordre  $n$  et  $y_m$  l'ensemble des solutions. La fréquence des modes acoustiques est définie à partir des solutions de l'équation 1.17, où  $\Omega_m = (V_L y_m)/a$ . Les modes torso-radiaux  $TR_{2m}$  sont caractérisés par une traction nulle sur

la surface de la fibre. Les fréquences des modes correspondent aux solutions du système d'équations suivant :

$$\begin{vmatrix} \left(3 - \frac{y_m^2}{2}\right) J_2(\alpha y_m) & \left(6 - \frac{y_m^2}{2}\right) J_2(y_m) - 3 y_m J_3(y_m) \\ J_2(\alpha y_m) - \alpha y_m J_3(\alpha y_m) & \left(2 - \frac{y_m^2}{2}\right) J_2(y_m) + y_m J_3(y_m) \end{vmatrix} = 0 \quad (1.18)$$

Pour plus de détails sur la détermination de ces équations, le lecteur se reportera à la thèse de L. Du MOUZA [54] et à l'article de Shelby *et al.* [48]. Nous avons représenté sur la figure 1.13, le spectre des modes GAWBS dépolarisés mesuré par Shelby *et al.* ainsi que les fréquences théoriques calculés à partir de l'équation 1.18.



**Fig. 1.13** (a), spectre des modes GAWBS dépolarisé mesuré par Shelby *et al.* [48]. (b), les flèches marquent les fréquences théoriques des modes Torso-Radiaux calculées d'après l'équation 1.18 avec les paramètres suivants  $d_{ext} = 129 \mu\text{m}$   $\alpha = 0,6203$  et  $V_L = 5996 \text{ m/s}$ .

Le spectre de diffusion Brillouin de gaine est limitée par l'ouverture numérique qui fixe l'angle maximal sous lequel les ondes diffusés peuvent se propager. Du fait des pertes importantes des modes acoustiques à hautes fréquences, il n'est pas possible d'observer des modes au delà du GHz [55]. La largeur des pics observés est directement reliée à l'amortissement des modes acoustiques transverses. Par exemple, Proustie a montré que la suppression de la gaine polymère de  $250 \mu\text{m}$  augmente considérablement le contraste d'indice au niveau du diamètre extérieur et ainsi affine les pics du spectre de diffusion Brillouin de gaine [56].

## 1.7 Historique et état de l'art

L'avènement des lasers, dans les années 1960, et des fibres optiques, dans les années 1970, a révolutionné l'optique et les interactions entre la lumière et la matière tant d'un point de vue expérimental que théorique. Par exemple, la forte puissance fournie par un laser a permis d'exalter des effets non-linéaires dans les fibres. C'est à cette période que le caractère stimulé de la diffusion Brillouin fut mis en évidence pour la première fois par Chiao *et al.* [57] à l'aide d'un laser issue d'un cristal de quartz et de saphire. A la suite de ces travaux, Ippen et Stolen *et al.* [58] observèrent un spectre de rétrodiffusion Brillouin dans les fibres optiques et la notion de seuil Brillouin fut définie théoriquement. Ils montrèrent que la diffusion Brillouin génère une onde Stokes contra-propagative décalé de 32 GHz par rapport à la pompe, dont la longueur d'onde est de 532 nm, et qui apparaît d'autant plus tôt que la fibre optique est



longue. Par conséquent, la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques est pressentie comme un effet nuisible qui sature la puissance transmise et rétrodiffuse toute la puissance injectée en endommageant les éléments optiques situés en amont. Ensuite, la diffusion Brillouin dans les fibres optiques a été abondamment étudiée expérimentalement et théoriquement et plusieurs de ces propriétés ont été mises à profit pour des applications. Par exemple, la très faible largeur du spectre de diffusion a permis la réalisation d'analyseur de spectre optique à très haute résolution de l'ordre de 10 MHz (BOSA, *Brillouin Optical Spectrum Analyser*) [59]. De plus, la grande sensibilité de la diffusion Brillouin aux conditions extérieures la rend très intéressante pour des applications capteurs [20]. Plus récemment, l'effet Brillouin et plus particulièrement la variation de l'indice de groupe induit à la résonance Brillouin a été utilisé pour générer des systèmes de retard optique par lumière lente (slow-light) [60].

L'apparition des fibres photoniques (PCF, *Photonic Crystal Fibre*) à la fin des années 90 a ouvert de nouvelles voies de recherche tant d'un point de vue fondamentale comme l'étude des phénomènes non linéaires qu'applicatif comme la génération de supercontinuum. En effet, ces fibres présentent des coefficients non linéaires dix à cent fois supérieurs à ceux des fibres conventionnelles avec des propriétés de dispersion favorable. Elles sont constituées d'une succession périodique de micro-canaux d'air emprisonnés dans la silice et courant sur toute la longueur de la fibre présentant ainsi une section transversale structurée à l'échelle microscopique. Par conséquent ces fibres constituent un support d'étude particulièrement prédestinée aux interactions photon-phonon.

Les premiers travaux de Russell *et al.* [61], consacrés aux interactions photon-phonon dans les milieux confinés en deux dimensions, ont permis de mettre en évidence une bande interdite phononique autour de 25 MHz, dans une préforme de fibre microstructurée de silice, dont le diamètre des trous est de 59  $\mu\text{m}$  pour une période de 80  $\mu\text{m}$ , et suivant une matrice carrée. Les défauts créés dans la matrice, en enlevant un tube d'air, permettent de confiner des modes acoustiques dont la fréquence est fixée par la microstructure. Dans cette expérience, l'onde acoustique a été appliquée directement sur la préforme. En effet, il existe deux méthodes très différentes pour générer les ondes acoustiques dans une fibre. Soit nous excitons optiquement les ondes élastiques présentes dans le milieu à température ambiante (c'est la diffusion Brillouin, sur laquelle nous reviendrons abondamment par la suite), soit une onde acoustique externe est appliquée sur la fibre. Le plus souvent, un cristal piézo-électrique collé sur la gaine de la fibre génère des ondes acoustiques qui viennent interagir avec l'onde optique. Dans les fibres standard, cette technique est utilisée pour créer des filtres accordables [50]. Haakestad et Engan ont été pionniers dans l'application de cette technique aux fibres photoniques. La génération d'une onde acoustique crée un réseau de Bragg et permet ainsi de sélectionner une longueur d'onde de propagation [62]. Ils ont également démontré la possibilité de sélectionner un mode optique dans une fibre fortement biréfringente [63]. Citons également les travaux récents des chercheurs du CUDOS en Australie qui ont fabriqué un filtre acoustique accordable pour les ondes optiques à l'aide d'une PCF [64].

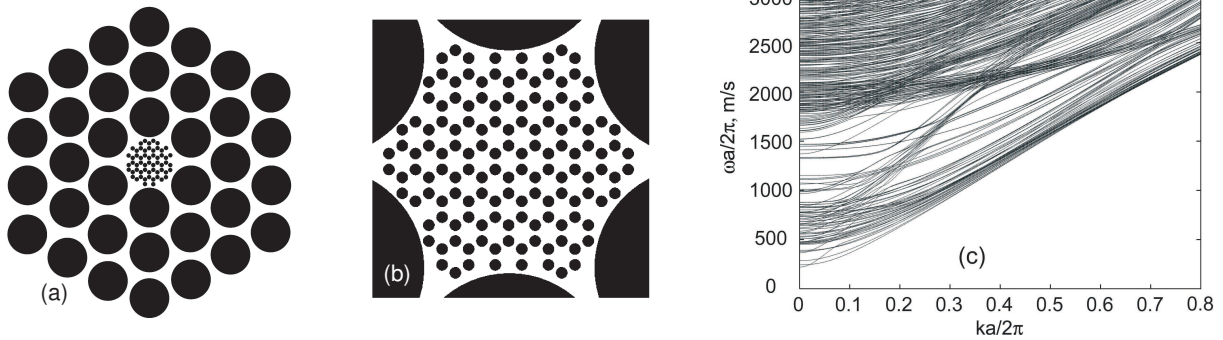
Cependant, il est difficile de coupler les ondes optiques et acoustiques dans un même milieu car la transduction acoustique est un problème délicat d'un point de vue technologique

et, plus généralement, les deux types d'ondes ont des propriétés très différentes. La diffusion Brillouin qui génère d'une manière directe des ondes acoustiques, présente donc un grand intérêt. En outre, dans le cas de la rétrodiffusion par exemple les ondes acoustiques longitudinales ont des longueurs d'onde comparables à celle des ondes optiques ce qui rend leur manipulation plus aisée par une microstructuration unique. Nous devons la première observation de la rétrodiffusion Brillouin stimulée dans une PCF à Broderick *et al.* [65] qui mesurent un spectre de rétrodiffusion large et asymétrique décalé de 11,5 GHz par rapport à la longueur d'onde de pompe (1550 nm). Un spectre similaire d'une largeur à mi-hauteur sept fois plus grande que dans une fibre homogène fut observé par Lee *et al.* [66] dans une PCF de très faible aire effective. Ils attribuèrent l'élargissement du spectre aux fluctuations de la microstructure lors du processus d'étirage. Il a ensuite été montré en découpant en petits tronçons une fibre photonique que les fluctuations des dimensions de la microstructure le long de la fibre modifiaient localement l'indice effectif du mode optique et par conséquent la fréquence Brillouin [67]. Récemment cette particularité fut mise à profit par l'équipe de D. J. Richardson de L'Université de Southampton pour développer des fibres photoniques avec un seuil Brillouin élevé [68]. Les travaux pionniers de Pattnaik *et al.* portant sur les mesures des paramètres de la diffusion Brillouin stimulée dans des fibres photoniques à cœur plein, ont également révélé des résultats très différents de ceux obtenus dans des fibres standards [69]. En particulier, ils ont montré que le seuil Brillouin est supérieur aux valeurs théoriques et que le spectre rétrodiffusé n'est pas symétrique alors que la fibre est uniquement composée de silice. Ces résultats étaient inattendus dans la mesure où les ondes acoustiques à des fréquences de l'ordre de 10 GHz ne sont pas modifiées par des dimensions de microstructure supérieures au micron [61]. Une étude plus récente de la diffusion Brillouin dans des fibres à très petit cœur ( $< 1\mu\text{m}$ ) à révélé par ailleurs l'existence de trois pics séparés de 200 MHz dans le spectre de rétrodiffusion Brillouin [70], ce qui a pour effet d'augmenter le seuil Brillouin d'un facteur quatre par rapport au calcul théorique. Cependant, aucune explication n'a été donnée sur l'origine des spectres de rétrodiffusion multimodes.

En parallèle, des travaux de Zou *et al.* ont montré que les fibres microstructurées sont tout à fait adaptées au domaine des capteurs [71]. Par exemple, la sensibilité de la fréquence Brillouin en fonction de la température est estimée à 0.96 MHz/°C pour une onde de pompe à 1550 nm. La possibilité de mesurer plusieurs paramètres extérieurs simultanément est aussi envisagée. Mais, le principal intérêt réside dans le fait qu'il est possible de créer simultanément un capteur de contraintes et de température dans une fibre microstructurée possédant un cœur dopée au Germanium [72].

En complément de ces travaux sur la rétrodiffusion stimulée, des études ont été menées plus récemment sur l'impact de la microstructure sur le spectre de diffusion Brillouin en avant (ou diffusion Brillouin de gaine). Les premiers travaux de Shibata *et al.*, montrent que les modes de gaine sont d'autant plus décalés vers les basses fréquences que la proportion d'air constituant la microstructure est grande [?]. La sensibilité en fonction de la température d'un mode confiné à basse fréquence a également été étudiée et montre de bonnes perspectives pour des applications capteurs [?]. Ces travaux ont été complétés par une étude plus approfondie qui montre la diminution, voire la disparition, des modes de gaine à basses fréquences dans une PCF fortement biréfringente [73]. Des études complémentaires sur les

interactions acousto-optique dans une fibre dont le diamètre du cœur est de l'ordre de  $1\ \mu\text{m}$  et dont la proportion d'aire de la gaine microstructurée est de l'ordre de  $80\ \%$  ont montré la présence de deux bandes interdites phononique qui autorise le confinement de plusieurs modes acoustiques transverses à des fréquences de l'ordre de  $2\ \text{GHz}$  [?].



**Fig. 1.14** (a) Section de la fibre avec un cœur nanostructuré. (b) Gros plan sur la microstructuration du cœur, les trous ont un diamètre de  $187\ \text{nm}$  et ils sont séparés de  $207\ \text{nm}$ . (c) Diagramme de bande des modes de propagation élastiques dans la fibre photonique dont le cœur est représenté en (b). En noir, les trous d'air, en blanc la silice d'après [46].

Notre contribution à cet effort de recherche important a commencé par la mise sur pied du projet MUPHY (interaction multi-physique) entre le département d'optique P.M. Duffieux et le département LPMO de l'institut FEMTO-ST qui a donné lieu à une méthode directe de suppression de la diffusion Brillouin. Nous avons vu dans ce chapitre, que la DBS était un facteur très perturbant pour l'amplification de signaux et les méthodes utilisées pour rehausser le seuil Brillouin entraînaient, soit des variations importantes des propriétés opto-géométrique de la fibre, soit des perturbations importantes sur les ondes optiques transmises. Nous avons démontré théoriquement la possibilité de créer une bande interdite phononique pour interdire la génération d'onde acoustique aux fréquences Brillouin tout en assurant un confinement des ondes optiques par une gaine microstructurée [46]. Comme on peut le voir sur la figure 1.14, le cœur de cette fibre *anti-Brillouin* est composé d'une succession de nanocanaux d'un diamètre  $a$  de  $187\ \text{nm}$  disposé en nid d'abeille. Ces dimensions extrêmement faibles sont nécessaires à l'obtention d'une bande interdite phononique aux fréquences de la rétrodiffusion Brillouin ( $11\ \text{GHz}$ ). La gaine microstructurée constituée de plus gros trous très rapprochés les uns des autres permet un fort confinement du mode optique par réflexion totale interne. Le sujet de la présente thèse qui fait suite à ces premiers travaux consiste en une approche à la fois théorique et expérimentale sur le plan globale de la diffusion Brillouin dans les fibres microstructurées.

Tout d'abord, nous nous sommes intéressés aux comportements des modes acoustiques transverses sur la propagation d'ondes optiques dans les fibres photoniques. Nous avons mis en évidence des modes acoustiques transverses intenses localisés dans le cœur des fibres photoniques à des fréquences de l'ordre du GHz [74]. Ces modes sont confinés et interagissent très fortement avec les modes optiques. Nous avons également observé une diminution importante des modes à plus basses fréquences pour lesquelles la microstructure joue le rôle de

filtre [75]. Nous avons mis en place un modèle de calcul des modes élastiques qui fait l'objet du troisième chapitre. En outre, nous avons effectué une étude théorique afin de déterminer le recouvrement entre les modes acoustiques et optiques, montrant l'efficacité de couplage élasto-optiques.

Ensuite, nous nous sommes concentrés sur l'étude de la rétrodiffusion Brillouin. Nos résultats montrent que le spectre Brillouin est beaucoup plus large que dans la silice, avec parfois la présence de plusieurs pics. Nous avons mesuré un seuil Brillouin beaucoup plus élevé que dans des fibres standard possédant les mêmes paramètres opto-géométriques.

Pour compléter notre étude et mieux comprendre l'origine de la structure multipics du spectre de rétrodiffusion, nous avons réalisé en collaboration avec l'EPFL des mesures distribuées du spectre Brillouin dans plusieurs PCF [76]. Nous avons montré que l'allure du spectre de rétrodiffusion n'est pas uniquement lié aux variations de la microstructure le long de la fibre [77]. En effet, La microstructure elle-même est à l'origine des différents pics dans le spectre de diffusion Brillouin. De plus, nous avons observé une compétition entre les modes acoustiques qui forme le spectre de rétrodiffusion dans une PCF soumise à une contrainte.

## Bibliographie

- [1] R. W. Boyd, *NonLinear Optics*, 2<sup>e</sup> édition (Academic Press, San Diego, 2003).
- [2] G. P. Agrawal, *NonLinear Fiber Optics*, 4<sup>e</sup> édition (Academic Press, San Diego, 2007).
- [3] M. Lines, “Scattering losses in optic fiber materials. II. Numerical estimates”, *J. Appl. Phys.*, **55**, pp. 4058–4063 (1984).
- [4] M. Ohashi, K. Shiraki et K. Tajima, “Optical Loss Property of silica-based single mode fibers”, *J. Lightwave Technol.*, **10**, n° 10, pp. 539–543 (1992).
- [5] M. K. Barnoski, M. D. Rourke, S. M. Jensen et R. T. Melville, “Optical time domain reflectometer”, *Appl. Opt.*, **16**, pp. 2375–2379 (1977).
- [6] N. Bloembergen et P. Lallemand, “Complex Intensity-Dependent Index of Refraction, Frequency Broadening of Stimulated Raman Lines, and Stimulated Rayleigh Scattering”, *Phys. Rev. Lett.*, **16**, n° 3, pp. 81–84 (1966).
- [7] C. V. Raman et K. S. Krishnan, “A new type of secondary radiation”, *Nature*, **121**, pp. 501 (1928).
- [8] E. M. Dianov, “Advances in Raman fibers”, *J. Lightwave Technol.*, **20**, n° 8, pp. 1457–1462 (2002).
- [9] F. L. Galleener, J. C. Mikkelsen, R. H. Geils et W. J. Mosby, “The relative Raman cross section of vitrous SiO<sub>2</sub>, GeO<sub>2</sub>, B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, and P<sub>2</sub>O<sub>5</sub>”, *Appl. Phys. Lett.*, **32**, pp. 34–36 (1978).
- [10] P. J. Thomas, N. L. Rowell, H. van Driel et G. Stegeman, “Normal acoustic modes and Brillouin Scattering in Single-mode optical fibers”, *Phys. Rev. B*, **19**, n° 10, pp. 4986–4998 (1979).
- [11] T. Sylvestre, *Amplification et conversion paramétriques, décalage et suppression de fréquences par processus Kerr et Raman dans les fibres optiques*, Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté (1999), N° 722.
- [12] E. Picholle, *Dynamique de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques*, Thèse de doctorat, Université de Nice Sofia-Antipolis (1991).
- [13] E. M. Dianov, A. V. Luchnikov, A. N. Pilipetskii et A. N. Starodumov, “Electrostriction mechanism of soliton interaction in optical fibers”, *Opt. Lett.*, **15**, n° 6, pp. 314–316 (March 1990).
- [14] P. D. Townsend, A. J. Poustie, P. J. Hardman et K. J. Blow, “Measurement of the refractive-index modulation generated by electrostriction-induced acoustic waves in optical fibers”, *Opt. Lett.*, **21**, n° 5, pp. 333–335 (March 1996).
- [15] A. Fellegara, A. Melloni et M. Martinelli, “Measurement of the frequency response induced by electrostriction in optical fibers”, *Opt. Lett.*, **22**, n° 21, pp. 1615–1617 (November 1997).
- [16] E. L. Buckland et R. W. Boyd, “Electrostrictive contribution to the intensity-dependent refractive index of optical fibers”, *Opt. Lett.*, **21**, n° 15, pp. 1117–1119 (August 1996).
- [17] E. L. Buckland, “Mode-profile dependence of the electrostrictive response in fibers”, *Opt. Lett.*, **24**, n° 13, pp. 872–874 (July 1999).

- [18] S. Benchabane, *Guidage et filtrage des ondes dans les cristaux phononiques*, Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté (2006), N° 1187.
- [19] S. L. Floch, *Etude de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optique monomodes standard*, Thèse de doctorat, Université de Bretagne (2001).
- [20] M. Niklès, L. Thévenaz et P. A. Robert, “Brillouin gain Spectrum Characterization in Single-Mode Optical Fiber”, *J. Lightwave Technol.*, **15**, n° 10, pp. 1842–1851 (1997).
- [21] D. Cotter, “Stimulated Brillouin Scattering in Monomode Optical Fiber”, *J. Opt. Commun.*, **4**, pp. 10–19 (1983).
- [22] A. L. Gaeta et R. Boyd, “Stochastic dynamics of Stimulated Brillouin Scattering in an optical fiber”, *Phys. Rev. A*, **44**, n° 5, pp. 3205–3208 (1991).
- [23] R. G. Smith, “Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering”, *Appl. Opt.*, **11**, n° 11, pp. 2489 (1972).
- [24] M. O. V. Devender et A. J. Boot, “Polarisation properties of Stimulated Brillouin Scattering in Single Mode Fibers”, *J. Lightwave Technol.*, **12**, n° 4, pp. 585–590 (1994).
- [25] S. L. Floch et P. Cambon, “Theoretical evaluation of the Brillouin threshold and steady-state Brillouin equations in standard single-mode optical fibers”, *J. Opt. Soc. Am. A*, **20**, n° 6, pp. 1132 (2003).
- [26] A. L. Gaeta et R. Boyd, “Stimulated Brillouin Scattering in the presence of external feedback”, *International Journal of Nonlinear Optical Physics*, **1**, n° 3, pp. 581 (1991).
- [27] Y. Aoki et K. Tajima, “Stimulated Brillouin scattering in a long single-mode fiber excited with a multimode pump laser”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **5**, n° 2, pp. 358–363 (1988).
- [28] R. Billington, “Measurement Methods for Stimulated Raman and Brillouin Scattering in Optical Fibres”, Rapport technique COEM 31, NPL report (1999).
- [29] P. Bayvel et P. M. Radmore, “Solutions of the SBS Equations in single mode fibres and Implications for Fibre Transmission Systems”, *Electron. Lett.*, **26**, pp. 434–436 (1990).
- [30] R. Esman, “Brillouin Scattering : Beyond Threshold”, dans *Optical Fiber Conference, OFC*, n° ThF5, pp. 227–228 (25 Février-1 Mars 1996, Washington, DC).
- [31] V. I. Kovalev et R. G. Harrison, “Threshold for stimulated Brillouin scattering in optical fibres”, dans *European Conference of Optical Communication, ECOC* (16-20 Septembre, 2007, Berlin, Allemagne).
- [32] T. R. Parker, M. Farhadiroushan, V. A. Handerek et A. J. Rogers, “Temperature and strain dependence of the power level and frequency of spontaneous Brillouin scattering in optical fibers”, *Opt. Lett.*, **22**, n° 11, pp. 787–789 (1997).
- [33] T. Kurashima, T. Horiguchi et M. Tateda, “Thermal effects on the Brillouin frequency shift in jacketed optical silica fibers”, *Appl. Opt.*, **29**, n° 15, pp. 2219–2222 (1990).
- [34] A. Kobayakov, S. Kumar, D. Q. Chowdhury, A. B. Ruffin, M. Sauer et S. R. Bickham, “Design concept for optical fibers with enhanced SBS threshold”, *Opt. Exp.*, **13**, n° 14, pp. 5338–5346 (2005).

- 
- [35] A. H. McCurdy, “Modeling of Stimulated Brillouin Scattering in Optical Fibers With Arbitrary Radial Index Profile”, *J. Lightwave Technol.*, **23**, n° 11, pp. 3509–3516 (2005).
- [36] N. Yoshizawa et T. Imai, “Stimulated Brillouin scattering suppression by means of applying strain distribution to fiber with cabling”, *J. Lightwave Technol.*, **11**, n° 10, pp. 1518–1522 (1993).
- [37] M. Li, X. Chen, J. Wang, A. B. Ruffin, D. Walton, S. Li, D. A. Nolan, S. Gray et L. Zenteno, “Fiber Designs for Reducing Stimulated Brillouin Scattering”, dans *Optical Fiber Conference, OFC*, n° OTuA4 (5-10 Mars 2006, Anaheim, USA).
- [38] J. Yu, I. Kwon et K. Oh, “Analysis of Brillouin Frequency Shift and Longitudinal Acoustic Wave in a Silica Optical Fiber With a Triple-Layered Structure”, *J. Lightwave Technol.*, **21**, n° 8, pp. 1779–1786 (2003).
- [39] K. Shiraki, M. Ohashi et M. Tateda, “Suppression of stimulated Brillouin scattering in a fibre by changing the core radius”, *Electron. Lett.*, **31**, pp. 668–669 (1995).
- [40] J. M. C. Boggio, J. D. Marconi et H. L. Fragnito, “Experimental and Numerical Investigation of the SBS-Threshold Increase in an Optical Fiber by Applying Strain Distributions”, *J. Lightwave Technol.*, **23**, n° 11, pp. 3808–3814 (2005).
- [41] V. I. Kovalev et R. G. Harrison, “Suppression of stimulated Brillouin scattering in high-power single-frequency fiber amplifiers”, *Opt. Lett.*, **31**, n° 2, pp. 161–163 (2006).
- [42] A. Liu, “Suppressing stimulated Brillouin scattering in fiber amplifiers using nonuniform fiber and temperature gradient”, *Opt. Exp.*, **15**, n° 3, pp. 977–984 (2007).
- [43] A. Mussot, A. Durécu-Legrand, E. Lantz, C. Simonneau, D. Bayard, H. Maillotte et T. Sylvestre, “Impact of pump phase modulation on the gain of fiber optical parametric amplifiers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **16**, pp. 1289–1291 (2004).
- [44] Y. Takushima et T. Okoshi, “Suppression of stimulated Brillouin scattering using isolators”, *Electron. Lett.*, **28**, n° 12, pp. 1155–1157 (1992).
- [45] H. Lee et G. P. Agrawal, “Suppression of stimulated Brillouin scattering in optical fibers using fiber Bragg gratings”, *Opt. Exp.*, **11**, n° 25, pp. 3467–3472 (2003).
- [46] V. Laude, A. Khelif, S. Benchabane, M. Wilm, T. Sylvestre, B. Kibler, A. Mussot, J. M. Dudley et H. Maillotte, “Phononic band-gap guidance of acoustic modes in photonic crystal fibers”, *Phys. Rev. B*, **71**, pp. 045107 (2005).
- [47] R. Shelby, M. Levenson et P. Bayer, “Resolved Forward Brillouin Scattering in Optical Fibers”, *Phys. Rev. Lett.*, **54**, pp. 939–942 (1985).
- [48] R. M. Shelby, M. Levenson et P. Bayer, “Guided acoustic-wave Brillouin scattering”, *Physical Review B*, **31**, pp. 5244–5252 (1985).
- [49] Y. Jaouën et L. du Mouza, “Transverse Brillouin Effect Produced by Electrostriction in Optical Fibers and Its Impact on Soliton Transmission Systems”, *Optical Fiber Technology*, **7**, n° 3, pp. 141–169 (2001).
- [50] C. K. Jen, J. O. N. Goto et K. Abe, “Role of guided acoustic wave fibre design properties in single-mode optical fibre design”, *Electron. Lett.*, **24**, n° 23, pp. 1419–1420 (1988).
- [51] M. Ohashi, N. Shibata et K. Shiraki, “Fiber diameter estimation based on guided acoustic wave brillouin scattering”, *Electron. Lett.*, **28**, pp. 900–901 (1992).

- [52] K. Shiraki et M. Ohashi, “Sound velocity measurement Based on guided Acoustic-Wave Brillouin Scattering”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **4**, n° 4, pp. 1177 (1992).
- [53] Y. Tanaka et K. Ogusu, “Temperature Coefficient of Sideband Frequencies Produced by Depolarized Guided Acoustic-Wave Brillouin Scattering”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **10**, n° 12, pp. 1769–1771 (1998).
- [54] L. du Mouza, *effet Brillouin transverse induit par électrostriction et impact sur les systèmes de transmission soliton*, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications (1999).
- [55] I. Bongrand, *Dynamique du couplage des diffusions Brillouin longitudinale et transverse dans les lasers a fibre optique*, Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay (2000), N° 722.
- [56] A. J. Poustie, “Bandwidth and mode intensities of guided acoustic-wave Brillouin scattering in optical fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**, pp. 691–696 (avril 1993).
- [57] R. Y. Chiao et C. Townes, “Stimulated Brillouin Scattering and Coherent Generation of intense hypersonic waves”, *Phys. Rev. Lett.*, **12**, n° 21, pp. 592–595 (1964).
- [58] E. Ippen et R. Stolen, “Stimulated Brillouin scattering in optical fibers”, *Appl. Phys. Lett.*, **21**, n° 11 (1972).
- [59] C. Heras, J. Subías, J. Pelayo et F. Villuendas, “High resolution light intensity spectrum analyzer (LISA) based on Brillouin optical filter”, *Opt. Exp.*, **15**, n° 7, pp. 3708–3714 (2007).
- [60] M. G. Herráez, K. Y. Song et L. Thévenaz, “Arbitrary-bandwidth Brillouin slow light in optical fibers”, *Opt. Exp.*, **14**, n° 4, pp. 1395–1400 (2006).
- [61] P. Russell, E. Martin, A. Díez, S. Guenneau et A. Movchan, “Sonic band gaps in PCF preforms : enhancing the interaction of sound and light”, *Opt. Exp.*, **11**, n° 20, pp. 2555–2560 (2003).
- [62] M. Haakestad et H. Engan, “Acousto-optic Properties of Photonic Crystal Fibers”, *IEEE Ultrason. Symp. Proc.*, **0-7803-8412-1**, pp. 56–59 (2004).
- [63] M. W. Haakestad et H. E. Engan, “Acoustooptic characterization of a birefringent two-mode photonic crystal fiber”, *Opt. Exp.*, **14**, n° 16, pp. 7319–7328 (2006).
- [64] D. I. Yeom, P. Steinvurzel, B. J. Eggleton, S. D. Lim et B. Y. Kim, “Tunable acoustic gratings in solid-core photonic bandgap fiber”, *Opt. Exp.*, **15**, n° 6, pp. 3513–3518 (2007).
- [65] N. G. R. Broderick, T. M. Monroe, P. J. Bennett et D. J. Richardson, “Nonlinearity in holey optical fibers : measurement and future opportunities”, *Opt. Lett.*, **24**, pp. 1395–1397 (1999).
- [66] J. H. Lee, Z. Yusoff, W. Belardi, M. Ibsen, T. M. Monroe et D. J. Richardson, “Investigation of Brillouin effects in small-core holey optical fiber : lasing and scattering”, *Opt. Lett.*, **28**, n° 21, pp. 2022–2025 (2002).
- [67] K. Furusawa, Z. Yusoff, F. Poletti, T. M. Monroe, N. G. R. Broderick et D. J. Richardson, “Brillouin characterization of holey optical fibers”, *Opt. Lett.*, **31**, n° 17, pp. 2541–2543 (2006).



- 
- [68] F. Poletti, K. Furusawa, Z. Yusoff, N. Broderick et D. J. Richardson, “Nonlinear tapered holey fibers with high stimulated Brillouin scattering threshold and controlled dispersion”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **24**, n° 9, pp. 2185–2194 (2007).
- [69] R. Pattnaik, S. Texier, J. Toulouse, E. Davies, P. S. J. Russell et B. Mangan, “Characteristic features of Stimulated Brillouin Scattering in Holey Fiber”, dans *Conference of Lasers and Electro-Optics, CLEO*. CLEO (1-6 Juin 2003, Baltimore, Etats Unis).
- [70] P. Dainese, P. S. J. Russell, N. Joly, J. C. Knight, G. S. Wiederhecker, H. L. Fragnito, V. Laude et A. Khelif, “Stimulated Brillouin scattering from multi-GHz-guided acoustic phonons in nanostructured photonic crystal fibres”, *Nature Physics*, **2**, n° 6, pp. 388–392 (2006).
- [71] L. Zou, X. Bao et L. Chen, “Brillouin scattering spectrum in photonic crystal fiber with a partially germanium-doped core”, *Opt. Lett.*, **28**, n° 21, pp. 2022–5521 (2003).
- [72] L. Zou, X. Bao, S. Afshar et L. Chen, “Dependence of the Brillouin frequency shift on strain and temperature in photonic crystal fiber”, *Opt. Lett.*, **29**, n° 13, pp. 1485 (2004).
- [73] D. Elser, U. L. Andersen, A. Korn, O. Glockl, S. Lorenz, C. Marquardt et G. Leuchs, “Reduction of Guided Acoustic Wave Brillouin Scattering in Photonic Crystal Fibers”, *Phys. Rev. Lett.*, **97**, pp. 133901 (2006).
- [74] J. C. Beugnot, T. Sylvestre, H. Maillotte, G. Mélin et V. Laude, “Guided acoustic wave Brillouin scattering in photonic crystal fibers”, *Opt. Lett.*, **32**, n° 1, pp. 17–19 (2007).
- [75] J. C. Beugnot, T. Sylvestre, H. Maillotte, V. Laude et G. Mélin, “Experimental Observation of Large Guided Acoustic Wave Brillouin Scattering in Photonic Crystal Fibres”, dans *European Conference of Optical Communication, ECOC Europe*, n° Tu4.3.3. (24-28 Septembre 2006, Cannes, France).
- [76] J. C. Beugnot, T. Sylvestre, H. Maillotte, V. Laude, N. Traynor, A. Monteville, L. Provino, S. F. Mafang et L. Thevenaz, “Complete experimental characterization of stimulated Brillouin scattering in photonic crystal fibers”, *Opt. Exp.*, **15**, pp. 15517–15522 (2007).
- [77] J. C. Beugnot, T. Sylvestre, H. Maillotte, V. Laude, L. Provino, N. Traynor, S. F. Mafang et L. Thevenaz, “Distributed Measurement of Brillouin Gain Spectrum in Photonic Crystal Fibre”, dans *Optical Fiber Measurement Conference, OFMC* (15-17 Octobre 2007, Teddington, UK).



# Les fibres microstructurées air-silice

---



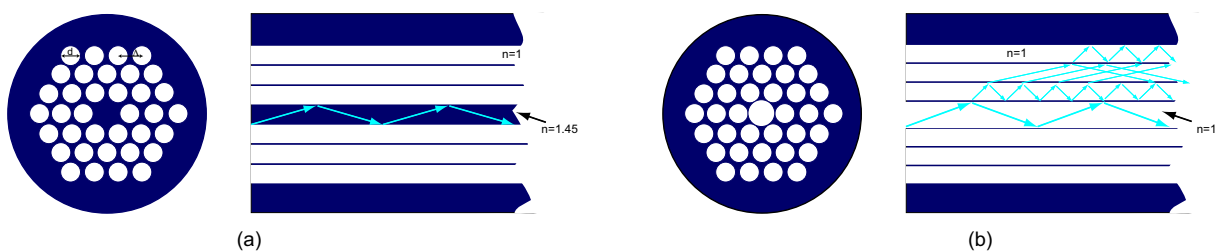
Ce chapitre est consacré aux fibres à cristal photoniques (PCF, *Photonic Crystal Fiber*) que l'on nomme également fibres à trous (HF, *Holey Fiber*). Ces fibres sont constituées d'une succession périodique de micro-canaux d'air emprisonnés dans la silice et courant sur toute la longueur de la fibre [1]. La technologie de fabrication des PCF est devenue de plus en plus mature ces dix dernières années, permettant la conception de structures complexes [2, 3] avec parfois des structures périodiques de dimensions nettement inférieures au micron [4]. L'avènement de ces nouvelles fibres apporte des propriétés inaccessibles avec des fibres standard. Par exemple, il est possible de fabriquer des fibres infiniment monomodes [5], ou possédant des aires effectives très importantes [2], ou des propriétés de dispersion ajustables à volonté [6], ou encore de très forts coefficients non linéaires [7]. Outre l'ajustement des propriétés optiques, ces fibres et plus particulièrement celles constituées d'un cœur creux ouvrent de nouveaux domaines d'applications comme le transport de gaz ou de molécule [8].

Après une présentation des principes de fabrication et de guidage des différentes fibres microstructurées, nous détaillerons leurs propriétés optiques ainsi que les paramètres qui les gouvernent. La suite du manuscrit sera consacrée à l'étude des propriétés optiques et géométriques des PCF utilisées lors de nos travaux fournies d'une part par Alcatel et Draka Comteq à Marcoussis et d'autre par par l'entreprise PERFOS à Lannion. Nous avons utilisé des fibres photoniques de silice à cœur plein avec une gaine microstructurée possédant des trous d'air proches les uns des autres. Elles peuvent présenter ainsi des coefficients non linéaires importants. Ces fibres trouvent très naturellement des applications dans les domaines de la métrologie ou des communications optiques comme la génération de super-continuum.

Cependant, pour réellement déboucher sur des applications viables, ces fibres doivent être efficacement connectées avec les systèmes à fibres standard existants. Nous détaillerons dans la dernière partie de ce chapitre les différentes techniques existantes ainsi que celle que nous avons développé à l'aide d'une soudeuse par électrode.

## 2.1 Structure et mécanisme de propagation

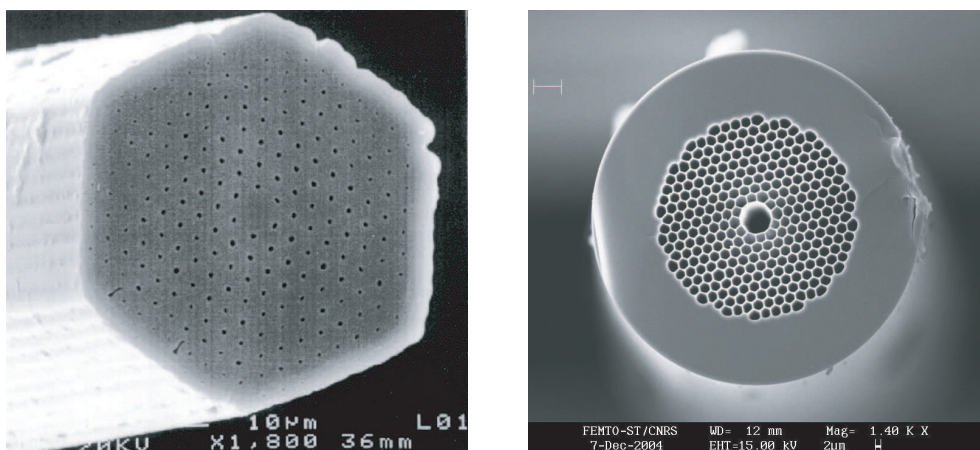
Suivant la géométrie particulière des PCF, le guidage de la lumière peut s'effectuer de deux façons différentes [9]. Tout d'abord, comme le montre la figure 2.1.b, dans le cas où la fibre présente un cœur creux au centre de la structure (*Photonic Band Gap*), le guidage s'effectue par bande interdite photonique [1].



**Fig. 2.1** Principe de guidage dans les fibres photonique : (a) à cœur plein, (b) à cœur creux.

Lorsque le cœur est rempli d'air, ou d'un gaz compatible avec la silice, l'indice du cœur est plus faible que celui de la gaine et la lumière est guidée sur une fenêtre spectrale dont

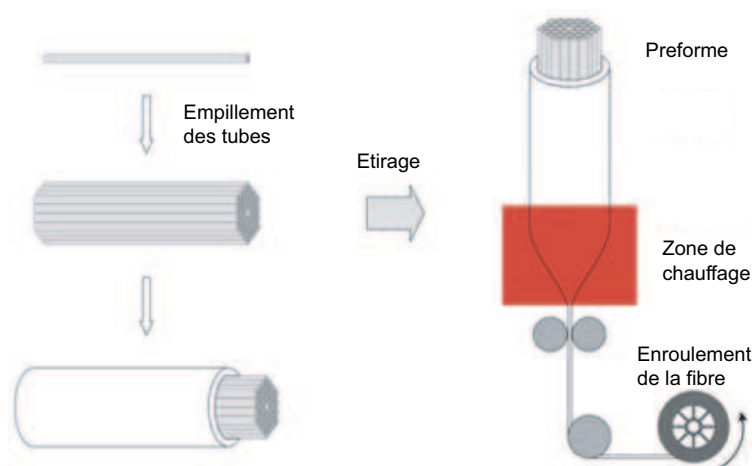
les paramètres dépendent des dimensions de la microstructure. Ce type de PCF est très attractif pour les transmissions sans pertes et sans distorsions, le piégeage de particules et la détection optique [8, 10]. Notons, qu'il est possible d'obtenir un guidage de la lumière par bande interdite dans des fibres possédant un cœur solide [11]. L'autre catégorie de PCF, qui a été réalisée pour la première fois en 1996 par le groupe de Philip St. J. Russell de l'Université de Bath en Grande Bretagne et dont une image MEB est représentée sur la figure 2.2, présente un cœur plein [12]. Dans ce cas, l'indice de réfraction effectif constituant le cœur de la PCF est beaucoup plus élevé que celui de la région extérieure constituée des trous d'air. Ainsi, la lumière est confinée par les trous d'air et le guidage de la lumière est réalisé par réflexion totale interne modifiée (fig. 2.1). Bien que ce processus soit similaire au mécanisme des fibres conventionnelles, les degrés de liberté supplémentaires offerts par la modification de la taille des trous et de leur période ouvrent des possibilités de concevoir des fibres optiques avec de nouvelles propriétés tout particulièrement en termes d'ingénierie de la non-linéarité et de la dispersion de ces fibres. Un des plus beaux exemples, tant d'un point de vue fondamental qu'appliqué, utilisant une fibre à gaine photonique, avec une large proportion d'air assurant ainsi de forts coefficients non-linéaires, est la génération de supercontinuum de lumière blanche [13]. Dans la suite du manuscrit nous nous intéresserons à cette catégorie de PCFs qui présente un cœur solide au centre de la structure.



**Fig. 2.2** Images MEB de la section transverse de la première fibre photonique à cœur plein (à gauche) d'après [12] et d'une fibre à cœur creux fabriqué par Blazephotonics dont l'image a été réalisée à l'institut FEMTO-ST et (à droite).

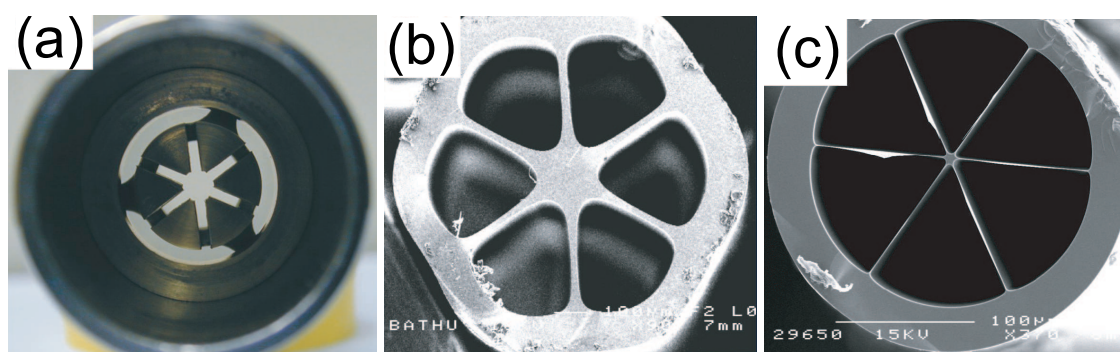
## 2.2 Fabrication des fibres à cristaux photoniques

Pour des raisons de facilité de fabrication, le type de microstructure le plus utilisé est basé sur un empilement de tubes ou capillaires d'air selon une base hexagonale ou triangulaire [12]. Ces fibres sont fabriquées suivant deux étapes [14](figure 2.3). Dans un premier temps, une préforme est étirée en empilant des tubes pleins et creux de silice d'un diamètre de l'ordre de 1 mm dont l'arrangement est une réplique à grande échelle de la microstructure souhaitée. Le cœur de la fibre est obtenue en remplaçant un tube creux par un tube plein, ce qui crée un défaut dans la structure périodique. Dans un deuxième temps, une couche de polymère est ajoutée à la préforme puis l'ensemble est étiré suivant la même technique que les fibres



**Fig. 2.3** Illustration de la méthode de fabrication d'une PCF par étirage.

standards. Une homogénéité de 1% de la microstructure, qui peut être maintenue sur une distance supérieure au km, est obtenue en contrôlant la vitesse d'étirage et la température [9]. Il existe une autre technique, dite par extrusion, pour fabriquer des fibres optiques microstructurées [15]. Dans ce cas, la préforme est réalisée à partir de tubes de verre d'un diamètre de 1 à 2 cm qui sont mis sous pression et contraints de traverser un outil (appelé *filière*) contenant la géométrie souhaitée (figure 2.4(a)). Ensuite, la fibre est étirée de la même manière que les fibres standard. Cette technique est très intéressante pour la fabrication de fibre à partir de matériaux bruts cristallins ou amorphes autres que la silice. Ainsi, la préforme d'un diamètre total de quelques millimètre, dix fois plus faible que par empilement, permet la fabrication de structure avec des dimensions très faibles [16]. La fibre microstructurée de la figure 2.4(c) possède un cœur de 7  $\mu\text{m}$  de diamètre suspendu par des ponts de silice de 70  $\mu\text{m}$  de long et d'une largeur de seulement 100nm.



**Fig. 2.4** (a), image d'une filière utilisée pour fabriquer une fibre par extrusion. (b), image de la préforme obtenu d'un diamètre extérieur de 1 mm. (c), image de la section de la fibre après étirage, d'après [16].

Les principales difficultés technologiques actuelles ne résident pas dans le fait de réduire la taille des microstructures mais dans la réalisation de microstructures possédant plusieurs diamètres de trous très différents. Par exemple, des microstructures avec deux dimensions de trous et un rapport d'échelle de cinq sont beaucoup moins courantes que des PCF constituées de trous inférieurs au micron. Suivant la taille, la forme et les dopants de la microstructure, les

propriétés physiques de la fibre photonique sont différentes. Dans la suite du manuscrit nous présenterons les principales caractéristiques des PCF et les paramètres qui les gouvernent.

## 2.3 Caractéristiques optiques

### 2.3.1 Nombres de modes

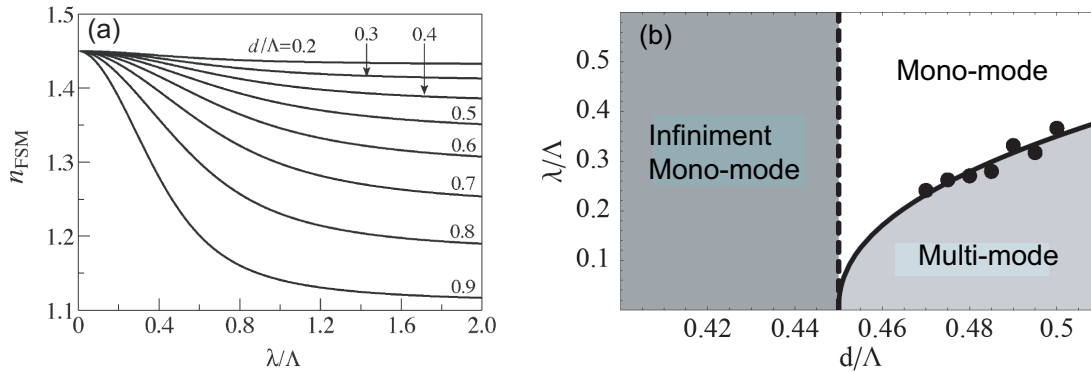
La première caractéristique des PCF à cœur plein a été leur caractère infiniment mono-mode quelle que soit la longueur d'onde. Le nombre de mode supporté par une fibre optique standard est lié à l'indice de cœur  $n_{co}$  et de la gaine  $n_{cl}$  par la relation suivante [17] :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a (n_{co}^2 - n_{cl}^2)^{1/2} \quad (2.1)$$

avec  $a$ , le rayon de cœur de la fibre. Dans le cas d'une fibre standard, si ce paramètre, qui dépend de la longueur d'onde d'utilisation, est inférieur à 2,405 alors la fibre est monomode. D'après cette équation, pour les faibles longueurs d'onde,  $V$  dépasse 2,405 et la fibre devient multimode. Cependant, dans une PCF, la diminution de la longueur d'onde entraîne une modification de l'indice équivalent de la gaine microstructurée car le mode s'étend d'autant plus dans la gaine que la longueur d'onde est grande [5]. Mais, de par sa structure, la gaine d'une fibre photonique constituée d'air et de silice comporte plusieurs indices de réfraction et l'équation 2.1 n'est pas utilisable. Il est utile de définir un indice effectif de gaine  $n_{FSM}$  représentant l'impact de la fraction d'air introduite par les trous sur l'indice de réfraction de la gaine (figure 2.5(a)). Le paramètre  $V_{eff}$  pour une fibre microstructurée est défini par :

$$V_{eff} = \frac{2\pi}{\lambda} a_{eff} (n_{eff}^2 - n_{FSM}^2)^{1/2} \quad (2.2)$$

$a_{eff}$  est le rayon du cœur effectif en  $\mu\text{m}$  et  $n_{eff}$  l'indice effectif du mode optique. Dans une structure triangulaire, le diamètre de cœur est celui d'un cercle inscrit dont le diamètre vaut  $\Lambda/\sqrt{3}$ ,  $\Lambda$  étant la période des trous [18]. Pour de grandes valeurs de  $d/\lambda$ , avec  $d$  le diamètre des trous, une fibre photonique supporte plusieurs modes si le rapport  $\lambda/\Lambda$  est inférieur à 1.



**Fig. 2.5** (a), représentation de l'indice effectif de gaine d'une PCF en fonction de  $\lambda/\Lambda$  pour des valeurs de  $d/\lambda$  variant de 0,2 à 0,9 d'après [19]. (b), représentation des trois régimes de fonctionnement d'une fibre microstructurée en fonction de  $d/\lambda$  et  $\lambda/\Lambda$ . La courbe et les ronds correspondent respectivement à  $V_{eff}=2,405$  et aux mesures d'après [20].



Les travaux de Mortensen *et al.* ont proposé une équation similaire [21] qui fait intervenir l'écart entre les trous mais dont la limite entre le régime monomode et multimode est défini par  $V_{\text{eff}} = \pi$ . Le nombre de modes supportés par une fibre photonique dépend des deux rapports  $d/\lambda$  et  $\lambda/\Lambda$ . Dans le cas où la fraction d'air de la microstructure est très faible ( $d/\Lambda < 0,45$ ) la fibre est monomode quelle que soit la longueur d'onde d'utilisation (figure 2.5(b)). De ce fait il est possible d'obtenir des fibres monomodes avec de larges aires effectives aux longueurs d'onde utilisées par les télécommunications [22].

### 2.3.2 Pertes

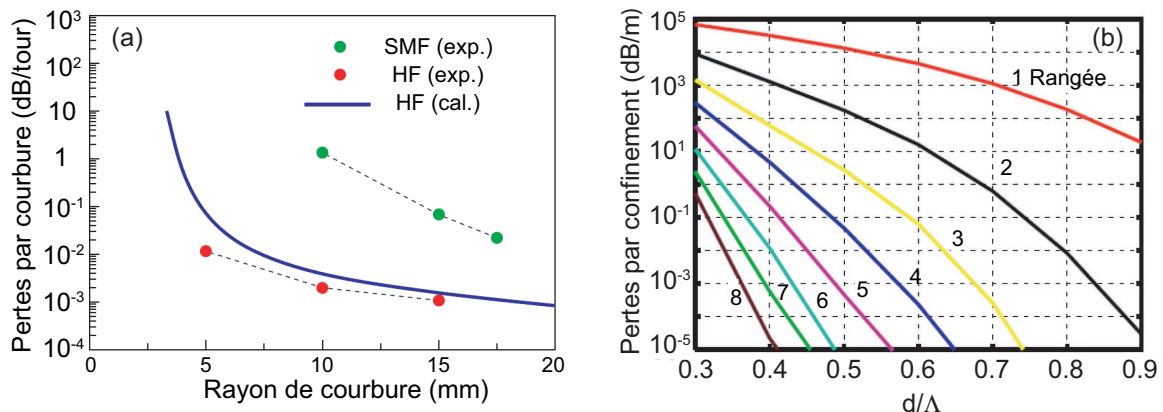
Les fibres optiques, comme tout milieu de propagation, atténuent l'intensité de l'onde qui s'y propage. Les pertes sont majoritairement induites par l'absorption et par la diffusion Rayleigh [23] et dépendent de la longueur d'onde. Elles sont caractérisées par le coefficient d'atténuation linéaire  $\Gamma$  en  $\text{m}^{-1}$ , défini à partir de la puissance  $P_e$  injectée en entrée d'une fibre de longueur  $L$  par rapport à la puissance  $P_s$  recueillie en sortie de fibre :

$$P_s = P_e e^{-\Gamma L} \quad (2.3)$$

On exprime généralement l'atténuation en dB/km, notée dans ce cas  $\alpha$ , et donnée par la relation suivante :

$$\alpha_{(\text{dB/km})} = -\frac{10}{L_{(\text{km})}} \log \frac{P_s}{P_e} = 4,343 \times \Gamma_{(\text{km}^{-1})} \quad (2.4)$$

Si les pertes linéiques d'une fibre standard toute silice sont de l'ordre de 0,21 dB/km vers 1550 nm [17], ce n'est pas le cas dans une fibre photonique où les pertes par confinement sont plus importantes [24]. Elles résultent de la fuite de la lumière dans la gaine microstructurée et ces pertes diminuent de manière exponentielle lorsqu'on augmente le nombre de rangées de trous et le rapport  $d/\Lambda$  (figure 2.6(a)). Néanmoins, les pertes linéiques restent le principal frein au transfert de ces fibres vers le domaine industriel.



**Fig. 2.6** (a), pertes par courbures en fonction du rayon de courbure d'une fibre photonique (HF) et d'une fibre standard (SMF) d'après [25]. (b), calcul des pertes par confinement en fonction du rapport  $d/\Lambda$  pour un nombre de rangées de trous variant de 1 à 8 d'après [26].

Cependant, il est possible de créer des fibres photoniques avec de très grandes aires effectives et de faibles pertes [27]. De plus, le développement des PCF avec des faibles pertes

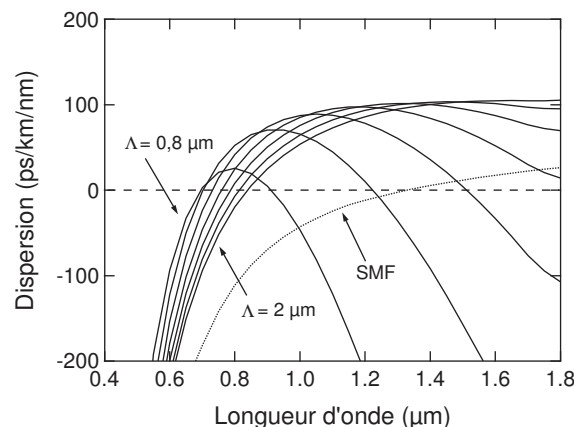
par courbures se développe dans le contexte du programme de recherche FTTH<sup>1</sup> [28]. En effet, une fibre photonique avec un cœur dopé au Germanium et une gaine microstructurée présente des pertes par courbure très inférieures à une SMF et atteignent 0.011dB pour une fibre enroulée sur une bobine de 5 mm de rayon à la longueur d'onde 1550 nm (figure 2.6.(a)). Néanmoins, des expériences récentes montrent que la diffusion Rayleigh est moins efficace dans les PCF que dans une fibre toute silice [29], ce qui laisse entrevoir une diminution des pertes linéiques dans les PCF [30].

### 2.3.3 Dispersion chromatique

La silice est un matériau dispersif, c'est à dire que son indice de réfraction dépend de la longueur d'onde. Ainsi, chaque composante spectrale d'une impulsion se déplace à une vitesse différente, induisant une modification du profil temporel de l'impulsion à la sortie du milieu. La dispersion de la vitesse de groupe (GVD) est définie par le coefficient  $\beta_2$  (s<sup>2</sup>/m) mais il est beaucoup plus fréquent en télécommunications optiques de parler du coefficient de dispersion  $D(\lambda)$  tel que :

$$D(\lambda) = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{\text{eff}}}{d\lambda^2} \quad (\text{ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}). \quad (2.5)$$

Une autres particularité importante des fibres photoniques vient du fait que la modification des paramètres de la microstructure  $\Lambda$ , et  $d$ , permet d'ajuster finement la valeur de dispersion nulle et de créer des nouveaux profils de dispersion qui présentent par exemple plusieurs longueurs d'onde de dispersion nulle (figure 2.7) [6]. Il est également possible d'obtenir une longueur d'onde de dispersion nulle dans le visible vers 500 nm, ce qui est très en-dessous de la valeur de la silice (1270 nm).



**Fig. 2.7** Exemples de courbes de dispersion de plusieurs PCF (avec le même rapport  $d/\Lambda = 85\%$ , calculées avec le logiciel CUDOS ©).

<sup>1</sup>La technologie *Fiber To The Home* vise à concurrencer les technologies de télécommunications actuelles en installant de la fibre optique jusque chez l'abonné. Au Japon, où cette technologie est déjà bien implantée, des débits de 1Gb/s sont proposés.

### 2.3.4 Biréfringence

La biréfringence modale se traduit par une différence d'indice effectif, ou dispersion de polarisation, entre les deux polarisations orthogonales d'une onde optique. Le degré de biréfringence d'une fibre optique est donné par la relation suivante :

$$B = \Delta_n = |n_x - n_y| \quad (2.6)$$

où  $n_x$  et  $n_y$  sont les indices effectifs des deux états de polarisation correspondant aux directions orthogonales  $x$  et  $y$  d'une fibre optique. Une onde polarisée rectilignement suivant l'axe pour lequel l'indice effectif est le plus faible (axe rapide) aura une vitesse de groupe supérieure à une onde polarisée suivant l'axe pour lequel l'indice effectif est le plus grand (axe lent). En pratique, il existe toujours une biréfringence résiduelle dues aux irrégularités, que l'on nomme biréfringence de contraintes ou de forme. Dans les fibres standard pour les télécommunications, les défauts de géométrie et les impuretés dans la silice induisent une biréfringence résiduelle très faible ( $< 10^{-6}$ ) qui fluctue de manière aléatoire le long de la fibre.

Une fibre microstructurée avec une structure constituée de trous cylindriques arrangés selon une maille hexagonale possède une symétrie d'ordre 6 et par conséquent ne devrait pas être biréfringente. Cependant, en pratique, la grande différence d'indice entre l'air et la silice et les distorsions subies par la microstructure lors de l'étirage augmentent considérablement le degré de biréfringence [31]. Dans une maille hexagonale un écart de 15 nm sur la position radiale d'un trou (ou un écart de 40 nm sur la position tangentielle) engendre une biréfringence de  $1.10^{-4}$  [32]. Ainsi, une microstructure conçue avec un cœur elliptique ou encore en introduisant des capillaires de différents diamètres suivant les axes de polarisation confère à la fibre une biréfringence 100 fois supérieure à celle d'une fibre conventionnelle ( $B \leq 10^{-3}$ ) [33]. Par conséquent, une fibre photonique dont la géométrie varie le long de la fibre et dont les trous ne sont pas parfaitement circulaires entraîne une biréfringence résiduelle non négligeable qui peut atteindre des valeurs très importantes de l'ordre de  $10^{-4}$  [32]. Aujourd'hui, la qualité de fabrication des PCF permet de réduire cette biréfringence résiduelle à des valeurs de l'ordre de  $10^{-5}$ .

### 2.3.5 Ouverture numérique

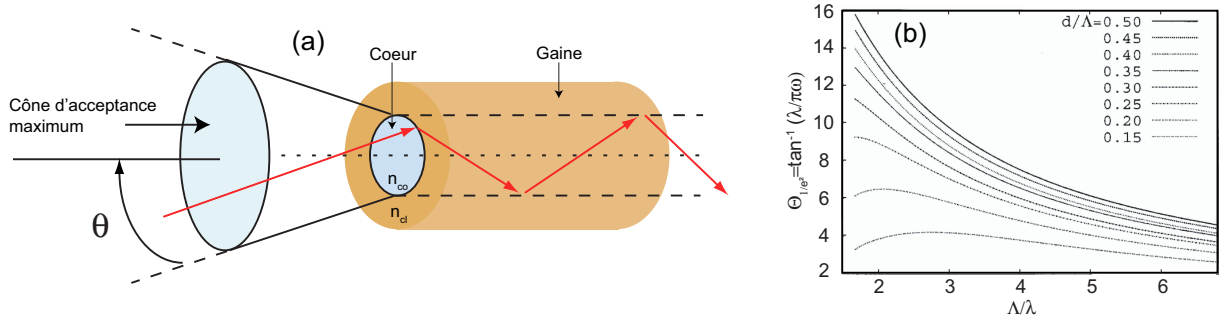
L'ouverture numérique, noté ON (NA, numerical aperture), d'une fibre optique est le sinus de l'angle maximum sous lequel une onde peut être injectée dans le cœur (fig 2.8(a)). L'ouverture numérique dépend de la différence entre les indices de réfraction de la gaine ( $n_{cl}$ ) et du cœur ( $n_{co}$ ) de la fibre par la relation suivante :

$$ON = \sin \theta = \sqrt{n_{co}^2 - n_{cl}^2}. \quad (2.7)$$

Elle vaut environ 0,1 dans une fibre SMF-28 [17]. Cette relation ne peut pas être appliquée aux fibres photoniques car il n'est pas possible d'établir un indice de gaine. Cependant, il est possible d'estimer NA en faisant quelques hypothèses sur la nature du mode optique [34]. En effet, si on considère un faisceau gaussien de largeur à mi-hauteur  $w$  se propageant dans une fibre monomode, alors l'aire effective de ce mode s'exprime par la relation  $A_{eff} = \pi w^2$

et le demi-angle de divergence  $\theta$  du faisceau vaut approximativement  $\theta = \tan^{-1}(\lambda/\pi\omega)$ . En prenant en compte l'approximation sur l'aire effective, l'équation 2.7 devient :

$$ON \approx \left(1 + \frac{\pi A_{\text{eff}}}{\lambda^2}\right)^{-1/2} \quad (2.8)$$



**Fig. 2.8** (a) mécanisme d'injection de la lumière dans une fibre optique. (b) calcul du demi angle de divergence en fonction de  $\Delta/\lambda$  pour différentes dimensions de microstructures d'après [34].

Ainsi, il est possible de fabriquer une fibre photonique avec une très grande ouverture numérique car plus la différence entre l'indice de cœur et celui de la gaine effective sera grande, plus l'ouverture numérique sera élevée. Comme on peut le voir sur la figure 2.8(b), indépendamment de la taille du cœur, l'ouverture numérique sera d'autant plus grande que la fraction d'air sera grande. Notons que l'approximation sur l'aire effective,  $A_{\text{eff}} = \pi\omega^2$  n'est plus valable pour des fibres possédant de faibles fractions d'air [35].

### 2.3.6 Coefficient non linéaire

Le caractère non linéaire d'une fibre optique est défini à partir de son coefficient non linéaire  $\gamma$  dont l'expression est donnée par [17] :

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}} \quad (\text{W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}) \quad (2.9)$$

avec  $A_{\text{eff}}$ , l'aire effective du mode optique guidé à la fréquence  $\omega_0$  et  $n_2$  le coefficient non linéaire de l'indice de réfraction, qui est proportionnel à la partie réelle de la susceptibilité du troisième ordre, tel que :

$$n_2 = \frac{3}{8n_0} \text{Re} [\chi_{\text{xxxx}}^{(3)}] \quad (\text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}) \quad (2.10)$$

Notons que cette relation est uniquement valable dans le cas d'une onde polarisée linéairement dans un guide d'onde non-biréfringent. Les valeurs typiques de  $n_2$  sont de l'ordre de  $2,5 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$  à 1550 nm pour une fibre de silice standard légèrement dopée  $\text{GeO}_2$ , donnant un coefficient non linéaire de  $1 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ . Ces coefficients varient beaucoup en fonction du dopage du cœur de la fibre optique [36].

D'après l'équation 2.9, on voit que dans une fibre photonique composée uniquement de silice, la non-linéarité de Kerr sera d'autant plus forte que l'aire effective du mode est faible.

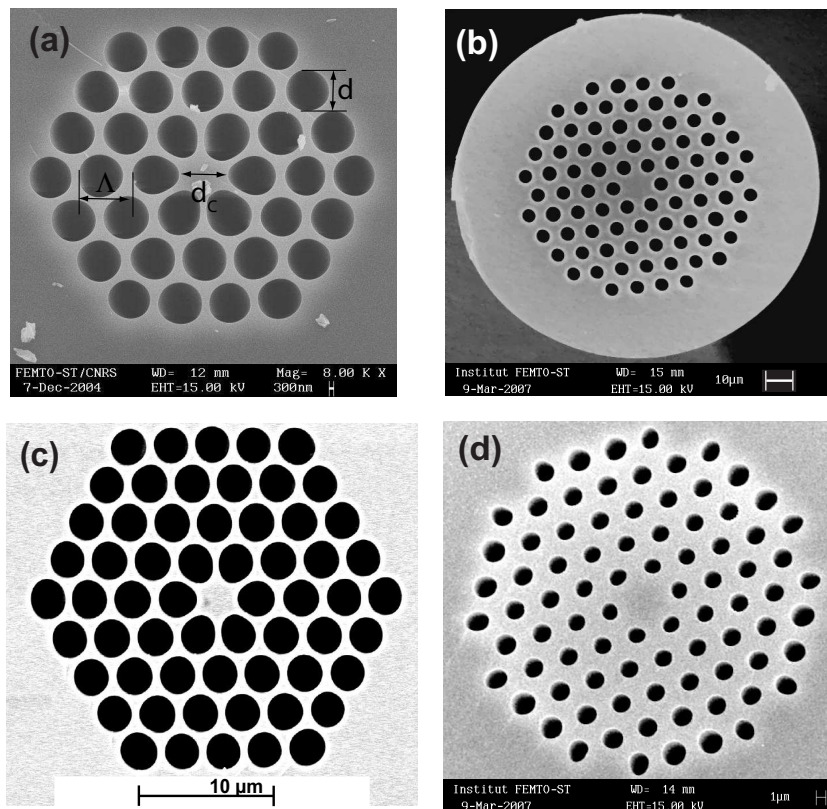
De ce fait, en variant les dimensions de la microstructure par l'intermédiaire de  $d$  et  $\Lambda$ , la zone constituant le cœur diminue et les coefficients non linéaires peuvent varier entre 20 et  $200 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  (à  $\lambda_P = 1550 \text{ nm}$ ) [37].

Notons que des coefficients non linéaires record de l'ordre de  $1860 \text{ W}^{-1} \text{km}^{-1}$  ont été obtenus avec des PCF constituées de silice Schott SF57 [7], laissant entrevoir de larges perspectives pour exalter certains effets non linéaires. Cette valeur est liée à la valeur du coefficient  $n_2$  qui est quinze fois plus important dans ce matériau.

## 2.4 Caractéristiques des fibres photoniques utilisées

### 2.4.1 Structure

Nous disposons de sept fibres microstructurées fournies par Alcatel et Draka Comteq, et d'une fibre fabriquée par PERFOS. Dans la suite du manuscrit nous les dénommerons d'après leur aire effective à  $1550 \text{ nm}$ . Ces fibres photoniques sont toutes constituées d'un cœur plein et une structure triangulaire dont le rapport  $d/\Lambda$  entre le diamètre de trou et la période est grand. Nous avons déterminé les dimensions des microstructures à l'aide d'un microscope électronique à balayage (MEB) de l'institut FEMTO-ST.



**Fig. 2.9** Images MEB réalisées à l'institut FEMTO-ST des sections transverses de quelques fibres photoniques utilisées : (a) PCF4P, (b) PCF70, (c) PCF6 et (d) PCF12.

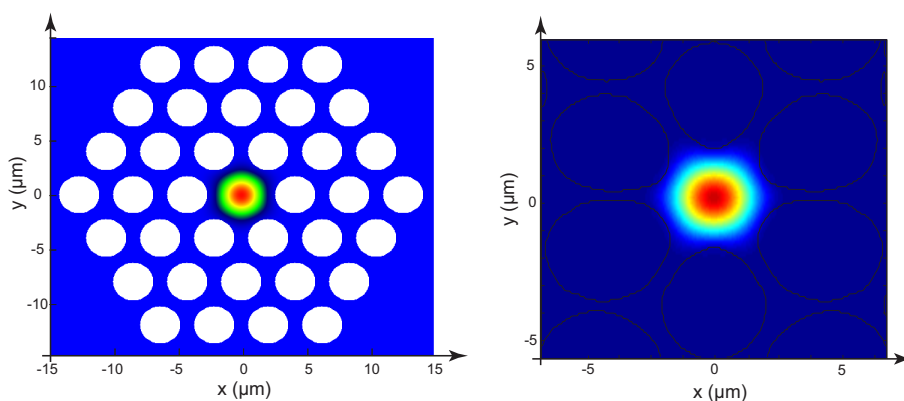
La figure 2.9 représente quelques images des sections transverses des fibres utilisées. Comme on peut le voir, ce sont toutes des fibres à cœur plein avec une grande fraction d'air garant d'un fort confinement des modes optiques. La figure 2.9(a) représente la microstructure de la PCF4P dont la géométrie est identique à celle des fibres PCF2.5, PCF4

et PCF8. Le logiciel de traitement d'image intégré au MEB nous donne accès aux trois paramètres importants de la structure des fibres photoniques :  $d_C$ , le diamètre du cœur,  $d$ , le diamètre des trous et  $\Lambda$  la période des trous appelé également *pitch*. Ici, nous définissons le diamètre de cœur comme étant la distance maximum entre deux trous opposés constituant la première rangée d'une microstructure (fig.2.9). Le rapport entre le diamètre de trou et le pitch ( $d/\Lambda$ ) est de l'ordre de 0,85 pour la plupart des fibres. Par conséquent, celles-ci ne sont pas indéfiniment monomodes quelle que soit la longueur d'onde d'utilisation. Néanmoins ce paramètre est une moyenne car, comme on peut le voir sur les images MEB des fibres, les trous ne sont pas tous cylindriques et l'écart entre ceux-ci n'est pas constant. Ces mesures sont données à titre indicatif car lors des calculs, nous utiliserons les images des fibres en niveau de gris.

## 2.4.2 Propriétés optiques

Du fait de la microstructure, il n'existe pas de "formule analytique" permettant de décrire le comportement des PCF [9, 19]. Par conséquent, il est nécessaire d'utiliser des méthodes numériques pour estimer les propriétés optiques des PCF [38, 39]. Toutes ces méthodes qui donnent des résultats similaires se différencient par des critères techniques comme le temps de calcul, la mémoire utilisée ou la taille des éléments à modéliser [40, 41].

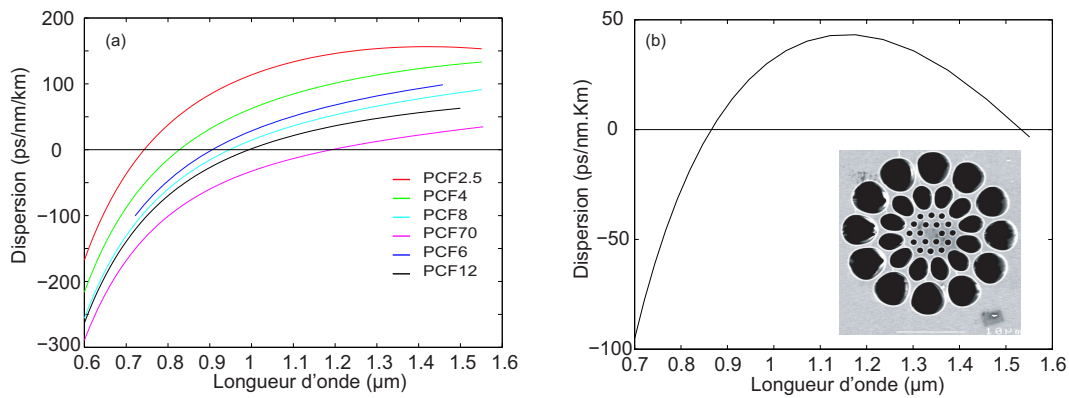
Nous avons utilisé deux logiciels disponibles au laboratoire (CUDOS © et MODES ©) pour évaluer les paramètres optiques, comme la dispersion, l'indice effectif ou l'aire effective. On voit clairement sur les images des sections de fibres représentées sur la figure 2.9 que le diamètre et la géométrie des trous n'est pas uniforme. Cette caractéristique est à prendre en compte lors du traitement numérique. En effet, la simulation avec des structures parfaitement cylindriques donne des résultats très différents des mesures [42]. Le logiciel CUDOS qui a l'avantage d'être en accès libre permet de simuler des structures photoniques parfaites par une méthode multipolaire [43, 44].



**Fig. 2.10** (a), Calcul du module du champ électrique du mode fondamental dans la PCF2.5 en échelle linéaire avec le logiciel (a) CUDOS © et (b) MODES ©.

Ce logiciel donne une très bonne estimation de l'indice effectif. Cependant, il faut définir les coordonnées de chaque trou constituant la microstructure dans un fichier, ce qui ne permet pas de calculer des structures avec des trous non circulaires. Par comparaison, le logiciel MODES, basé sur une méthode de résolution par éléments finis, permet de faire des

calculs à partir d'image en niveau de gris. Les résultats sont plus proches de la réalité et correspondent avec les données fournies par le fabricant. Nous avons représenté le calcul du mode fondamental dans la PCF2.5 avec les deux logiciels CUDOS et MODES sur la figure 2.10. Comme on peut le voir, le calcul de l'aire effective à 1550nm à partir de l'image MEB est de  $2,6 \mu\text{m}^2$  alors qu'elle est de  $1,5 \mu\text{m}^2$  avec une structure parfaitement symétrique. Les dispersions chromatiques des PCF ont été calculées avec le logiciel MODES et sont représentées sur la figure 3.1. Suivant les dimensions de la microstructure, la longueur d'onde de dispersion nulle est ajustable entre 750 nm et 1200nm. La fibre dénommée PCF5 qui possède un cœur plein et une gaine constitué de deux microstructures différentes, présente deux longueurs d'onde de dispersion nulle [45] et une courbe de dispersion en forme de cloche comme on peut le voir sur la figure 3.1(b). La fibre PCF4P possède un cœur dopé au



**Fig. 2.11** (a) Courbes de dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde obtenue avec le logiciel MODES dans les fibres microstructurées constitué d'un cœur de silice. (b), Courbe de dispersion dans la PCF5 qui présente deux longueurs d'ondes de dispersion nulle. Encart, image MEB de la section transverse de la PCF5.

phosphore (concentration de  $7\text{mol.}\% \text{P}_2\text{O}_5^2$ ). Le dopage crée un guide supplémentaire dans le cœur de la fibre dont l'indice de réfraction est augmenté de  $7.10^{-3}$  par rapport à la silice. De ce fait, le mode optique est davantage guidé par le cœur et l'onde optique est moins sensible à la microstructure. Nous n'avons pas calculé les propriétés optiques de cette fibre en tenant compte de son dopage phosphore car nous ne connaissons pas la répartition spatiale du dopage phosphore dans le cœur. Par conséquent, les données reportées dans le tableau 2.1 ne tiennent pas compte du dopage phosphore mais uniquement de la taille de la microstructure. Les résultats des simulations numériques nous ont permis d'une part de déterminer l'indice effectif à 1550 nm, la dispersion chromatique ainsi que la longueur d'onde de dispersion nulle  $\lambda_0$ , et d'autre part, d'évaluer le coefficient non linéaire des PCF et l'ouverture numérique. Tous ces résultats sont regroupés dans le tableau 2.1 où nous avons ajouté les caractéristiques d'une fibre SMF-28 à titre de comparaison. Les fibres possèdent une faible biréfringence de contraintes. Cependant, la PCF2.5 présente une biréfringence de  $6,4 \times 10^{-4}$ . Cette mesure est décrite dans l'annexe B. Comme on peut le voir dans le tableau 2.1 où nous avons reporté le calcul du paramètre V pour chaque fibre, la plupart des fibres ne sont pas monomodes à la longueur d'onde de 1550 nm.

<sup>2</sup>La concentration des dopants dans la silice s'exprime généralement en pour-cent du rapport des poids moléculaires des différents composés.

Paramètres	PCF2.5	PCF4	PCF4P	PCF5	PCF6	PCF8	PCF12	PCF70	SMF28
Aire Effective, [ $\mu\text{m}^2$ ]	2.5	4	4	5	6.2	8	12	70	85
Atténuation, [dB/km]	10	5.9	98	10	5.4	9	2.7	5.4	0.2
$n_{\text{eff}}$	1.395	1.411	1.326	1.392	1.416	1.429	1.438	1.441	1.456
Longueur, [m]	35	34	39	40	1297	98	166	400	1000
$L_{\text{eff}}$ , [m]	33.6	33.2	25.9	38.2	643.9	88.7	157.7	315.2	977.3
$\lambda_0$ , [nm]	774.1	866.3	847	865 & 1532	907	955.3	1000	1195	1312
ON	0.51	0.41	0.41	0.37	0.34	0.3	0.25	0.1	0.1
$\gamma$ , [ $\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ ]	40.6	25.3	25.3	20.3	16.4	12.3	8.5	1.45	1.2
V pour $\lambda_P=1550$ nm	3.51	4.35	4.66	1.93	4.16	6.18	2.4	4.56	1.9
$d_{\text{ext}}$ , [ $\mu\text{m}$ ]	125	175	175	150	175	175	125	125	125
$d_C$ , [ $\mu\text{m}$ ]	2.08	2.4	2.7	2.4	2.9	3.9	4.4	10.5	10
$\mathbf{d}$ , [ $\mu\text{m}$ ]	2	2.3	2.5	0.88	2.5	3.6	1.3	4.6	-
$\Lambda$ , [ $\mu\text{m}$ ]	2.38	2.8	3	1.63	3.2	4.1	2.5	8.1	-
$d/\Lambda$	0.84	0.82	0.83	0.54	0.86	0.88	0.52	0.59	-

Tab. 2.1 Paramètres optiques et géométriques des fibres utilisées. Données constructeur pour :  $d_{\text{ext}}$  diamètre extérieur,  $A_{\text{eff}}$  aire effective, atténuation et longueur.



## 2.5 Soudure des fibres photoniques

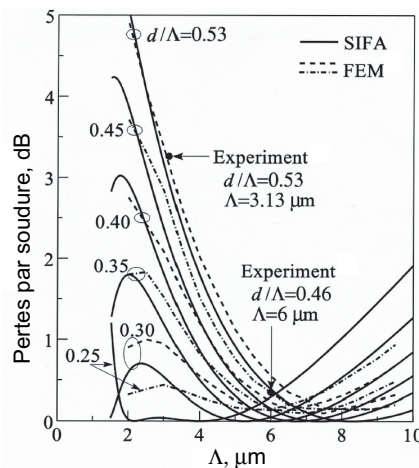
### 2.5.1 Pourquoi souder les fibres photoniques ?

Dés l'apparition des fibres optiques en silice à la fin des années 1970, la nécessité de les souder entre elles fut une des premières préoccupations [46]. Beaucoup de travaux, et pas seulement expérimentaux [47], ont été menés sur la soudure des fibres optiques qui présentent des profils d'indice et des structures différentes [48]. Certaines fibres homogènes, mêmes si elles ne possèdent pas de gaine microstructurée, sont difficiles à implanter avec de faibles pertes dans des systèmes entièrement fibrés. Citons par exemple le cas des fibres à maintien de polarisation ou des fibres hautement non linéaires (HNLF), qui présentent des profils d'indice complexes et dont la connectivité avec une fibre standard SMF-28 fait appel à des techniques récentes [49]. Aujourd'hui le transfert d'un produit de recherche vers le monde industriel et plus particulièrement vers les télécoms se trouve grandement facilité si ce produit s'implante facilement dans les systèmes optiques déjà existants. Étant donné les possibilités importantes d'applications des fibres photoniques, la phase de connection et de soudure est une étape indispensable [50]. Par exemple, le développement de fibres microstructurées ayant de faibles pertes par courbure qui trouvent leurs applications dans le programme *Fiber To The Home* accroît la recherche dans ce domaine [25, 51].

Les pertes par soudure entre deux guides d'aires effectives différentes, sont données en faisant l'approximation des faisceaux Gaussiens,  $A_{\text{eff}} = \pi\omega^2$ , par la relation [52] :

$$\text{Loss} \approx -10 \times \text{LOG}_{10} \frac{4 A_{\text{effSMF}} A_{\text{effHF}}}{(A_{\text{effSMF}}^2 + A_{\text{effHF}}^2)} \quad (2.11)$$

où dans l'exemple  $A_{\text{effSMF}}$  et  $A_{\text{effHF}}$  sont respectivement les aires effectives du mode fondamental de la fibre SMF et microstructurée. D'après cette équation, la transmission entre une fibre SMF28 d'aire effective égale à  $85 \mu\text{m}^2$  et une fibre photonique d'aire effective  $4 \mu\text{m}^2$  est d'environ de 16,8%, soit des pertes de 7,25 dB.



**Fig. 2.12** Pertes par soudure entre une fibre toute silice et une PCF en fonction de l'écart entre les trous à la longueur d'onde de 1550 nm, d'après [53]. FEM, méthode par éléments finis, SIFA, approximation avec une fibre à saut d'indice.

ans nos travaux où l'on utilise de fortes puissances continues ( $\approx 2\text{W}$ ), ces pertes importantes sont critiques d'une part car elles limitent considérablement la puissance injectée

dans la fibre, et d'autre part car elles engendrent une augmentation locale de la température qui peut endommager le matériel situé en amont. Comme le montre la figure 2.12, suivant la taille de la microstructure, les pertes de couplage entre une PCF et une fibre standard sont différentes [54]. On comprend aisément que plus une PCF sera constituée d'une grande fraction d'air avec un petit cœur et plus il sera difficile d'y coupler la lumière. Mais, quelles que soient les fibres à connecter, il faut réaliser une transition entre les deux guides pour adapter la forme des modes. Dans le cas des fibres photoniques à petit cœur, les pertes par soudure sont dues tout d'abord à la différence de taille importante entre les deux modes à coupler et à la déformation de la microstructure induite par l'augmentation de température (environ 1670°C pour la silice). En effet lors d'une soudure, dans les PCF, contrairement aux fibres toute silice, un gradient local de température se forme et referme les trous d'air de la microstructure [55]. Les trous rétrécissent d'autant plus rapidement que la température et la proportion d'air sont grandes. Malgré ces contraintes, il est possible de connecter les PCF avec des fibres standard en écrasant les trous ce qui crée une zone pour adapter les modes optiques [56]. Nous présentons les deux méthodes les plus utilisées qui sont la soudure par électrode et celle par filament. Notons cependant qu'il existe des techniques utilisant la ferrule d'une PCF<sup>3</sup> [57] ou une lentille fibrée [58] comme transition entre PCF et SMF, ou encore une soudure par laser [59, 60].

## 2.5.2 Techniques de soudure des fibres microstructurées

### 2.5.2.1 Soudure par filament

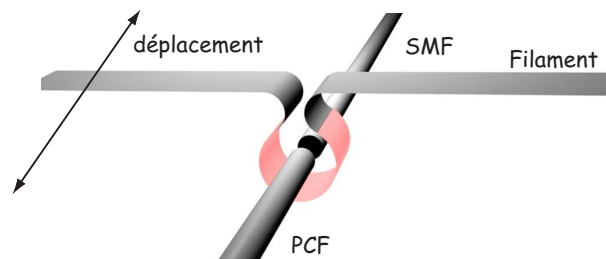


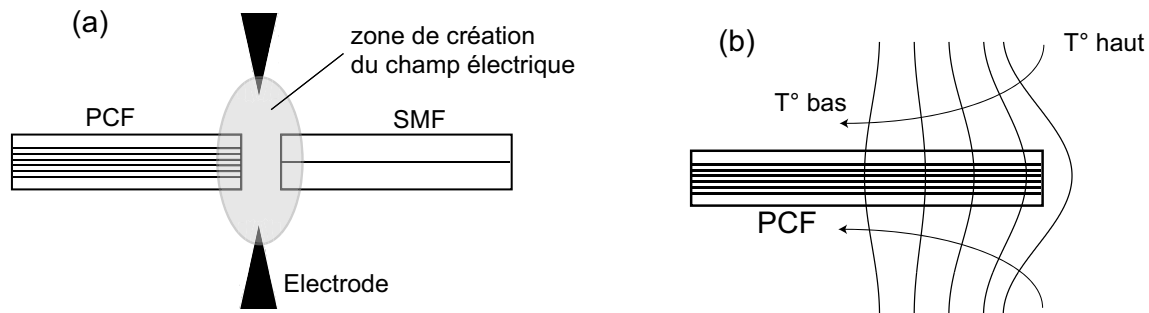
Fig. 2.13 Principe de la soudure qui utilise un filament de tungstène.

Cette technique utilisant un filament de tungstène permet de chauffer localement et sur une grande longueur une fibre optique (voir figure 2.13). Cette dernière caractéristique est fondamentale car l'adaptation des modes optiques avec le moins de pertes possibles doit se faire sur une distance d'autant plus grande que la différence des modes est grande. En 2003, le groupe de J.R. Taylor en Angleterre, qui fut pionnier avec cette technique, a obtenu des pertes par soudure de l'ordre de 0,8 dB pour une fibre microstructurée ayant un cœur de 2,6  $\mu\text{m}$  [61]. Le fabricant de PCF *Crystal Fibre* préconise également cette technique de soudure par filament [62] même si celle-ci ne s'avère pas plus adaptée que la soudure par électrode pour les fibres à cœur creux [63]. Malgré des pertes par soudure très faibles, ce type de soudure est très onéreux et très difficile à maîtriser.

<sup>3</sup>La ferrule correspond à l'extrémité de la fibre qui n'a pas été étirée et dont la dimension est de l'ordre de quelques mm.

### 2.5.2.2 Soudure par électrode

La technique la plus répandue utilise deux électrodes qui créent un arc électrique et par conséquent un échauffement local (fig. 2.14). Nous avons réalisé les soudures avec une soudeuse conventionnelle (Ericsson FSU 995 PM) où l'alignement des fibres est automatique et très précis avec la possibilité de modifier les différents paramètres intervenant dans un programme de soudure (nombre, position, durée et courant des décharges électriques).

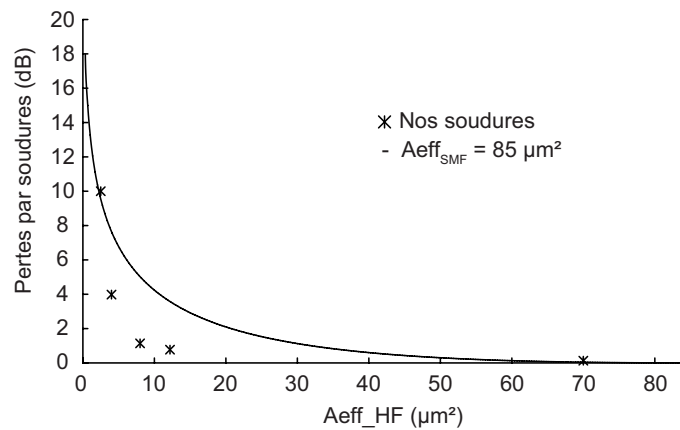


**Fig. 2.14** (a) Représentation de la zone de création du champ électrique entre les deux électrodes. (b) Répartition de la température lorsqu'un champ électrique est appliqué.

Une bonne soudure est obtenue lorsqu'il y a une très bonne adaptation entre les modes guidés de chaque fibre. Cependant, avec ce genre de soudeuse il n'est pas possible de chauffer la fibre sur de grandes distances pour créer une zone de transition. De plus, la transition entre les deux fibres est très importante car comme nous l'avons vu, les PCFs à petit cœur possèdent de faibles aires effectives. Dans ce cas, l'adaptation des modes est obtenu en utilisant une fibre intermédiaire à haute ouverture numérique appelée HNA (*High Numerical Aperture*) [64]. Pour optimiser le couplage nous choisissons des fibres HNA avec une ouverture numérique très proche de la PCF à souder. Nous obtenons de faibles pertes par soudure entre la fibre SMF et la fibre HNA avec un programme basé sur des fusions répétées. La mesure des pertes est contrôlée directement durant ces procédures à l'aide d'une source continue à 1550 nm et d'un puissance-mètre. Le couplage entre une fibre SMF et une fibre HNA possédant une ouverture numérique de 0,35 est environ de 90%.

Ensuite, l'alignement entre la fibre HNA et la PCF est réalisé manuellement puis, une fusion dont le temps et la durée sont différents pour chaque fibre, est appliquée. Sur la figure 2.15, nous avons représenté l'évolution d'après l'équation 2.11 des pertes par soudure entre une fibre optique entièrement silice d'aire effective de  $85 \mu\text{m}^2$  et une fibre photonique dont l'aire effective varie. Sur la même figure nous avons représenté par des croix les résultats obtenus avec notre technique.

Comme on peut le voir, grâce à notre méthode nous avons réduit au moins d'un facteur deux les pertes par soudure pour nos fibres. Cependant, dans la plupart des cas, les soudures sont très fragiles car les temps de fusions sont courts. En effet, les pertes par soudures sont d'autant plus faibles que le temps de fusion est court car les trous se collapent moins vite [65]. Lorsque qu'un arc électrique se forme entre les deux électrodes, la répartition de température n'est pas uniforme et les trous situés loin du cœur se collapent plus vite que ceux qui se trouvent vers le centre (voir figure 2.14). Notons que dans ces conditions il est



**Fig. 2.15** Evolution des pertes par soudure entre une fibre photonique et une fibre SMF possédant une aire effective de  $85 \mu\text{m}^2$  d'après l'équation 2.11. Les croix représentent la moyenne des pertes par soudure des PCF utilisés avec notre technique.

possible de fermer les trous constituant la gaine d'une fibre à cœur creux tout en maintenant le cœur ouvert [55].

Toutefois comme le montre la figure 2.15, cette technique trouve ses limites lorsqu'il s'agit de connecter des fibres ayant des trous de faibles dimensions, typiquement de l'ordre du micron. Contrairement à notre méthode basée sur une seule fusion, nous avons mis à profit la technique basée sur des fusions répétées entre le SMF et la HNA pour connecter également les PCF. Dans la mesure où les trous se bouchent très lentement lorsque des fusions très courtes sont appliquées, il est possible de créer une zone où les trous vont se collapser pour adapter les modes optiques entre les deux fibres. A partir de cette méthode et après 17 fusions successives nous avons obtenu un couplage de 90% entre la PCF12 et une SMF. Cette méthode fut également démontrée par Xiao *et al.*, où une fibre photonique possédant un diamètre de cœur de  $2,1 \mu\text{m}$  et une ouverture numérique de 0,4 a été soudée à une fibre SMF-28 [66]. Il obtiennent des pertes de 1 dB après 34 fusions successives d'une durée de 300 ms chacune. Néanmoins, cette méthode est très longue à mettre en place car il faut trouver les bons paramètres adaptés à la fibre et la succession des fusions détériore rapidement les électrodes.

## 2.6 Conclusion

En conclusion, après avoir présenté les propriétés générales des fibres à cristaux photoniques, nous avons caractérisé les PCF que nous avons utilisées, tant sur le plan de leurs propriétés linéaires (dispersion, aire effective, atténuation, indice effectif) que non linéaires (coefficient  $\gamma$ ). Il a été également présenté deux techniques de soudure entre une fibre microstructurée et une fibre standard, et nous avons mis au point des procédures de soudage menant à des pertes qui ne pénalisent pas l'utilisation de fortes puissances en employant une soudeuse conventionnelle. Cette technique a permis de réaliser des expériences entièrement fibrées.

## Bibliographie

- [1] P. S. Russell, “Photonic Crystal Fibers”, *Science*, **299**, pp. 358–362 (2003).
- [2] W. Wadsworth, R. Percival, G. Bouwmans, J. Knight et P. S. Russell, “High power air-clad photonic crystal fiber laser”, *Opt. Exp.*, **11**, n° 1, pp. 48–53 (2003).
- [3] A. Zheltikov, “Nanoscale nonlinear optics in photonic-crystal fibres”, *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.*, **8**, pp. 47–72 (2006).
- [4] S. G. Leon-Saval, T. A. Birks, W. J. Wadsworth, P. S. Russell et M. W. Mason, “Supercontinuum generation in submicron fiber waveguides”, *Opt. Exp.*, **12**, n° 13, pp. 2864–2869 (2004).
- [5] T. Birks, J. Knight et P. S. J. Russell, “Endlessly single-mode photonic crystal fibers”, *Opt. Lett.*, **22**, n° 13, pp. 961–963 (1997).
- [6] A. Ferrando, E. Silvestre, P. Andrés, J. J. Miret et M. V. Andrés, “Designing the properties of dispersion-flattened photonic crystal fibers”, *Opt. Exp.*, **9**, pp. 687–697 (2001).
- [7] J. Y. Y. Leong, P. Petropoulos, J. H. V. Price, H. Heidepriem, S. Asimakis, R. C. Moore, K. E. Frampton, V. Finazzi, X. Feng, T. M. Monro et D. J. Richardson, “High-Nonlinearity Dispersion-Shifted Lead-Silicate Holey Fibers for Efficient 1  $\mu\text{m}$  Pumped Supercontinuum Generation”, *J. Lightwave Technol.*, **24**, n° 1, pp. 183–190 (2006).
- [8] F. Benabid, F. Couny, J. C. Knight, T. A. Birks et P. S. Russell, “Compact, stable and efficient all-fiber gas cells using hollow-core photonic crystal fibers”, *Nature*, **434**, n° 7032, pp. 488–491 (2005).
- [9] P. S. Russell, “Photonic-Crystal Fibers”, *J. Lightwave Technol.*, **24**, pp. 4729–4749 (2006).
- [10] J. C. Knight, “Photonic crystal fibres”, *Nature*, **424**, pp. 847–851 (2003).
- [11] F. Luan, A. K. George, T. D. Hedley, G. J. Pearce, D. M. Bird, J. C. Knight et P. S. Russell, “All-solid photonic bandgap fiber”, *Opt. Lett.*, **29**, n° 20, pp. 2369–2371 (2004).
- [12] J. C. Knight, T. Birks, P. S. J. Russell et D. M. Atkin, “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding”, *Opt. Lett.*, **19**, n° 21, pp. 1547–1550 (1996).
- [13] J. M. Dudley, G. Genty et S. Coen, “Supercontinuum generation in photonic crystal fiber”, *Rev. Mod. Phys.*, **78**, pp. 1135–1184 (2006).
- [14] A. Bjarklev, J. Broeng et A. S. Bjarklev, *Photonic Crystal Fiber*, Kluwer Academic Publishers (2003).
- [15] V. V. Kumar, A. K. George, W. H. Reeves, J. C. Knight, P. S. J. Russell, F. Omenetto et A. J. Taylor, “Extruded soft glass photonic crystal fiber for ultrabroad supercontinuum generation”, *Opt. Exp.*, **10**, n° 25, pp. 1520–1525 (2002).
- [16] V. V. R. K. Kumar, A. K. George, J. C. Knight et P. S. J. Russell, “Tellurite photonic crystal fiber”, *Opt. Exp.*, **11**, n° 20, pp. 2641–2645 (2003).
- [17] G. P. Agrawal, *NonLinear Fiber Optics*, 4<sup>e</sup> édition (Academic Press, San Diego, 2007).
- [18] M. Koshiba, “Full vector analysis of photonic crystal fibers using finite element method”, *IEICE Trans. Electron.*, **85-C**, n° 4, pp. 881–888 (2002).

- [19] K. Saitoh et M. Koshiba, “Numerical Modeling of Photonic Crystal Fibers”, *J. Light-wave Technol.*, **23**, n° 11, pp. 3580–3590 (2005).
- [20] J. R. Folkenberg, N. A. Mortensen, K. P. Hansen, T. P. Hansen, H. R. Simonsen et C. Jakobsen, “Experimental investigation of cutoff phenomena in nonlinear photonic crystal fibers”, *Opt. Lett.*, **28**, n° 20, pp. 1882–1884 (2003).
- [21] N. A. Mortensen, J. R. Folkenberg, M. D. Nielsen et K. P. Hansen, “Modal cutoff and the V parameter in photonic crystal fibers”, *Opt. Lett.*, **28**, n° 20, pp. 1879–1881 (2003).
- [22] J. C. Knight, T. A. Birks, R. F. Cregan, P. S. Russell et J.-P. de Sandro, “Large mode area photonic crystal fiber”, *Electron. Lett.*, **34**, n° 13, pp. 1347–1348 (1998).
- [23] R. W. Boyd, *NonLinear Optics*, 2<sup>e</sup> édition (Academic Press, San Diego, 2003).
- [24] T. P. White, R. C. McPhedran, C. M. de Sterke, L. C. Botten et M. J. Steel, “Confinement losses in microstructured optical fibers”, *Opt. Lett.*, **26**, n° 21, pp. 1660–1662 (2001).
- [25] Y. Tsuchida, K. Saitoh et M. Koshiba, “Design and characterization of single-mode holey fibers with low bending losses”, *Opt. Exp.*, **13**, n° 12, pp. 4770–4779 (2005).
- [26] V. Finazzi, T. Monro et D. Richardson, “Small-core silica holey fibers : nonlinearity and confinement loss trade-offs”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, n° 7, pp. 1427–1436 (2003).
- [27] M. D. Nielsen, C. Jacobsen, N. A. Mortensen, J. R. Folkenberg et H. R. Simonsen, “Low-loss photonic crystal fibers for transmission systems and their dispersion properties”, *Opt. Exp.*, **12**, n° 7, pp. 1372–1376 (2004).
- [28] Y. Tsuchida, K. Saitoh et M. Koshiba, “Design of single-moded holey fibers with large-mode-area and low bending losses : The significance of the ring-core region”, *Opt. Exp.*, **15**, n° 4, pp. 1794–1803 (2007).
- [29] K. Tsujikawa, K. Tajima, K. Ieda, K. Nakajima, K. Kurokawa, K. Shiraki et I. Sankawa, “Evaluation of Rayleigh scattering loss in photonic crystal fibers by using bi-directional OTDR measurement”, dans *Optical Fiber Conference, OFC*, n° OThA8 (25-28 Mars 2007, Anaheim, USA).
- [30] S. M. A. Razzak, Y. Namihiray, K. Miyagi, F. Begum, S. Kaijage, N. H. Hai, T. Kinjo et N. Zou, “Dispersion and Confinement Loss Control in Modified Hexagonal Photonic Crystal Fibers”, *Optical Review*, **14**, n° 1, pp. 14–16 (2007).
- [31] I. K. Hwang, Y. J. Lee et Y. H. Lee, “Birefringence induced by irregular structure in photonic crystal fibers”, *Opt. Exp.*, **11**, pp. 2799 (2003).
- [32] K. Reichenbach et C. Xu, “The effects of randomly occurring nonuniformities on propagation in photonic crystal fibers”, *Opt. Exp.*, **13**, n° 8, pp. 2799–2807 (2005).
- [33] A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, J. Arriaga, B. J. Mangan, T. A. Birks et P. S. J. Russell, “Highly birefringent photonic crystal fibers”, *Opt. Lett.*, **25**, n° 18, pp. 1325–1327 (2000).
- [34] N. A. Mortensen, J. R. Folken, P. M. W. Skovagaard et J. Broeng, “Numerical Aperture of Single-Mode Photonic Crystal Fibers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **14**, n° 8, pp. 1094 (2002).

- [35] M. Koshihara et K. Saitoh, “Structural dependence of effective area and mode field diameter for holey fibers”, *Opt. Exp.*, **11**, n° 15, pp. 1746–1756 (2003).
- [36] A. Boskovic, S. V. Chernikov, J. R. Taylor, L. Gruner-Nielsen et O. A. Levring, “Direct continuous-wave measurement of  $n_2$  in various types of telecommunication fiber at 1550nm”, *Opt. Lett.*, **21**, n° 24, pp. 1966–1968 (1996).
- [37] N. G. R. Broderick, T. M. Monro, P. J. Bennett et D. J. Richardson, “Nonlinearity in holey optical fibers : measurement and future opportunities”, *Opt. Lett.*, **24**, pp. 1395–1397 (1999).
- [38] R. Guobina, W. Zhia, L. Shuqina, L. Yana et J. Shuishenga, “Full-vectorial analysis of complex refractive-index photonic crystal fibers”, *Opt. Exp.*, **12**, n° 6, pp. 1126–1135 (2004).
- [39] B. T. Kuhlmeij, *Theoretical and Numerical Investigation of the Physics of Microstructured Optical Fibres*, Thèse de doctorat, University of Sydney, Australia (2004).
- [40] E. Kerrinckx, *Les microstructurations dans les fibres optiques*, Thèse de doctorat, Université de Lille (2005).
- [41] M. Szpulak, W. Urbanczyk, E. I. Serebryannikov, A. Zheltikov, A. Hochman, Y. Leviatan, R. Kotynski et K. Panajotov, “Comparison of different methods for rigorous modeling of photonic crystal fibers”, *Opt. Exp.*, **14**, n° 12, pp. 5699–5714 (2006).
- [42] J. C. Beugnot, *Réalisation d’un banc de mesure pour l’étude de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres photoniques*, Rapport de DEA, Université de Franche-Comté (2004).
- [43] T. P. White, B. T. Kuhlmeij, R. C. McPhedran, D. Maystre, G. Renversez, C. M. d. Sterke et L. C. Botten, “Multipole method for microstructured optical fibers. I. Formulation”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, pp. 2322–2330 (2002).
- [44] B. T. Kuhlmeij, T. P. White, G. Renversez, D. Maystre, L. C. Botten, C. M. d. Sterke et R. C. McPhedran, “Multipole method for microstructured optical fibers. II. Implementation and results”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, pp. 2331–2340 (2002).
- [45] G. Mélin, L. Provost, A. Fleureau, S. Lempereur, X. Rejeaunier, E. Bourova et L. Gasca, “Innovative design for highly non-linear microstructured fibers”, dans *European Conference of Optical Communication, ECOC*, n° Tu4.3.2. (6-8 septembre 2004, Stockholm, Suède).
- [46] D. Marcuse, “Loss analysis of single mode fiber splices”, *Bell Syst. Tech.J.*, **56**, n° 5, pp. 703–718 (1977).
- [47] H. R. D. Sunak et S. P. Bastien, “Splice Loss in Dispersion-Modified Single-Mode Silica Fibers : Effect of Non-Gaussian Fields”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **1**, n° 6, pp. 146–148 (1989).
- [48] Q. Yu, P. H. Zongo et P. Facq, “Refractive-Index Profile Influences on Mode Coupling Effects at Optical Fiber Splices and Connectors”, *J. Lightwave Technol.*, **11**, n° 8, pp. 1270–1273 (1993).
- [49] G. I. Kweon et I. S. Park, “Splicing Losses Between Dissimilar Optical Waveguides”, *J. Lightwave Technol.*, **17**, n° 4, pp. 690–703 (1999).

- [50] P. J. Bennett, T. M. Monro et D. J. Richardson, “Toward practical holey fiber technology : fabrication, splicing, modeling, and characterization”, *Opt. Lett.*, **24**, n° 17, pp. 1203–1205 (1999).
- [51] K. Nakajima, K. Hogari, J. Zhou, K. Tajima et L. Sankawa, “Hole-assisted fiber design for small bending and splice losses”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **15**, n° 12, pp. 737–1739 (2003).
- [52] N. A. Mortensen, “Effective area of photonic crystal fibers”, *Opt. Exp.*, **10**, n° 7, pp. 341–348 (2002).
- [53] M. Koshihara et K. Saitoh, “Applicability of classical optical fiber theories to holey fibers”, *Opt. Lett.*, **29**, n° 15, pp. 1739–1741 (2004).
- [54] J. T. Lizier et G. E. Town, “Splice Losses in Holey Optical Fibers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **13**, n° 8, pp. 794–796 (2001).
- [55] L. Xiao, W. Jin, M. S. Demokan, H. L. Ho, Y. L. Hoo et C. Zhao, “Fabrication of selective injection microstructured optical fibers with a conventional fusion splicer”, *Opt. Exp.*, **13**, n° 22, pp. 9014–9022 (2005).
- [56] J. Lægsgaard et A. Bjarklev, “Reduction of coupling loss to photonic crystal fibers by controlled hole collapse : a numerical study”, *Opt. Commun.*, **237**, pp. 431–435 (2004).
- [57] S. G. Leon-Saval, T. A. Birks, N. Y. Joly, A. K. George, W. J. Wadsworth, G. Kakarantzias et P. S. J. Russell, “Splice-free interfacing of photonic crystal fibers”, *Opt. Lett.*, **30**, pp. 1629–1631 (2005).
- [58] A. Yablon et R. Bise, “Low-loss high-strength microstructured fiber fusion splices using GRIN fiber lenses”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **17**, n° 1, pp. 118–120 (2005).
- [59] J. H. Chong et M. K. Rao, “Development of a system for laser splicing photonic crystal fiber”, *Opt. Exp.*, **11**, n° 12, pp. 1365–1370 (2003).
- [60] B. Bourliaguet, C. Paré, F. Émond, A. Croteau, A. Proulx et R. Vallée, “Microstructured fiber splicing”, *Opt. Exp.*, **11**, n° 25, pp. 3142–3417 (2003).
- [61] A. V. Avdokhin, S. V. Popov et J. R. Taylor, “Continuous-wave, high-power, Raman continuum generation in holey fibers”, *Opt. Lett.*, **28**, n° 15, pp. 1353–1355 (2003).
- [62] “Photonic Crystal Fiber end-sealing”, Rapport technique, Crystal Fibre (2005).
- [63] R. Thapa, K. Knabe, K. L. Corwin et B. R. Washburn, “Arc fusion splicing of hollow-core photonic bandgap fibers for gas-filled fiber cells”, *Opt. Exp.*, **14**, n° 21, pp. 9576–9583 (2005).
- [64] H. C. Nguyen, B. T. Kuhlmeier, M. J. Steel, C. L. Smith, E. C. Mägi, R. C. McPhedran et B. J. Eggleton, “Leakage of the fundamental mode in photonic crystal fiber tapers”, *Opt. Lett.*, **30**, n° 10, pp. 1123–1125 (2005).
- [65] O. Fraza, J. P. Carvalho et H. M. Salgado, “Low-loss splice in a microstructured fibre using a conventional fusion splicer”, *Electron. Lett.*, **46**, n° 2, pp. 172–173 (2005).
- [66] L. Xiao, W. Jin et M. S. Demokan, “Fusion splicing small-core photonic crystal fibers and single-mode fibers by repeated arc discharges”, *Opt. Lett.*, **32**, n° 2, pp. 115–117 (2007).



# La diffusion Brillouin en avant dans les fibres microstructurées

---



Lors du processus de diffusion Brillouin en avant, appelé également GAWBS (*Guided Acoustic Wave Brillouin Scattering*), les ondes acoustiques présentes dans la fibre modulent l'onde optique. Dans cette configuration, l'interface entre la gaine silice et la gaine polymère dans une fibre standard constitue une barrière plus importante pour les ondes acoustiques transverses que l'interface entre le cœur et la gaine de silice. Ainsi la gaine de la fibre dont le diamètre est de l'ordre de 125  $\mu\text{m}$  crée un large domaine d'existence pour les modes acoustiques. Dans les PCF, la présence de la gaine photonique va modifier la répartition de l'énergie élastique. Dans les fibres testées, les dimensions de la microstructure sont trop importantes pour créer des bandes interdites acoustiques. Cependant, les modes acoustiques transverses habituellement limités par l'interface entre la gaine extérieure et le polymère vont être perturbés par la présence des trous d'air constituant la microstructure. Nous avons étudié l'impact des propriétés géométriques de la microstructure sur la diffusion Brillouin de gaine qui fait intervenir les modes acoustiques transverses.

Tout d'abord, nous détaillons dans ce chapitre le calcul des modes élastiques par une méthode en éléments finis dans une fibre microstructurée air-silice. Les dispositifs expérimentaux et les techniques utilisées pour observer les différents modes acoustiques transverses excités par la lumière seront ensuite présentés. L'allure des spectres GAWBS observés sera justifiée par le calcul des modes élastiques et du coefficient de couplage élasto-optique. Enfin, nous présenterons les résultats expérimentaux et numériques dans une fibre présentant une double structure microstructurée.

## 3.1 Modélisation des modes élastiques dans une microstructure

### 3.1.1 Effet Photoélastique

Lorsqu'un milieu est soumis à une onde élastique, chaque point du corps subit un changement de position. Les déformations se traduisent d'un point de vue mathématique par l'emploi d'un tenseur des déformations  $S$ , appelé également *Strain*, qui s'exprime en fonction des gradients du champ de déplacement :

$$S_{kl} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_k(r, t)}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l(r, t)}{\partial x_k} \right) \quad (3.1)$$

avec  $u_i(r, t)$   $i = k, l$ , le vecteur champ de déplacement où  $k$  et  $l$  varient de 1 à 3.

L'effet photoélastique se traduit par une modification de l'indice de réfraction du milieu soumis à une onde élastique. La théorie développée par Pockels permet de remonter à cette variation d'indice grâce à l'équation caractéristique suivante :

$$(\Delta\epsilon_r^{-1})_{ij} = p_{ijkl} S_{kl} \quad (3.2)$$

avec  $p_{ijkl}$  le tenseur<sup>1</sup> des constantes photoélastiques de rang 4 et  $\epsilon_r$  la permittivité relative.

La permittivité totale du milieu peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\epsilon_{ij}(r, t) = \epsilon_{ij}(r) + \Delta\epsilon_{ij}(r, t) \quad (3.3)$$

<sup>1</sup>Un tenseur est un objet mathématique d'un espace à plusieurs dimensions utilisé en géométrie différentielle. Dans l'espace euclidien, un tenseur d'ordre un est un vecteur, un tenseur d'ordre 2 est une matrice.

où  $\epsilon_{ij}(r)$  est le tenseur de permittivité lorsque le milieu n'est pas perturbé.

La variation du tenseur de permittivité qui est donnée par la relation  $\Delta\epsilon_{il} = -\epsilon_{ij}p_{ijkl}S_{kl}\epsilon_{kl}$  [1] permet, dans le cas des milieux isotropes, comme la silice, de simplifier l'équation précédente :

$$\Delta\epsilon_{ij}(r, t) = -\epsilon(r)^2 p_{ijkl} S_{kl} \quad (3.4)$$

Cette formulation, dite de Pockels, permet de remonter à la variation d'indice du milieu par réinjection dans l'équation d'onde optique.

Dans le cas des fibres à cristal photonique, l'onde élastique ne peut pas être considérée comme dans la théorie de Pockels comme une simple onde plane. En effet, la dimension latérale du milieu de propagation dans une fibre à cristal photonique ne peut pas être considérée comme grande devant la longueur d'onde acoustique. Par conséquent, la théorie de Pockels ne doit pas être employée directement pour calculer le déplacement du champ électrique, comme c'est souvent le cas en acousto-optique. L'équation 3.4 doit plutôt être traitée comme un terme de polarisation non-linéaire dans l'équation d'onde optique comme la montré récemment S. Benchabane [2].

Le calcul des modes élastiques dans une structure photonique nécessite de tenir compte de la dimension finie de la structure, ce qui n'est pas possible avec la méthode de résolution par ondes planes. Par conséquent, un code en éléments finis modifié qui prend en compte la propagation des modes élastiques a été développé par Vincent Laude [3]. Cette méthode combine une décomposition modale le long de la direction de propagation, supposée infinie, avec une décomposition en éléments finis qui permet de simuler des sections de fibres arbitraires. Ainsi, il est nécessaire de mailler la structure de la fibre. Nous détaillons cette opération dans le paragraphe suivant.

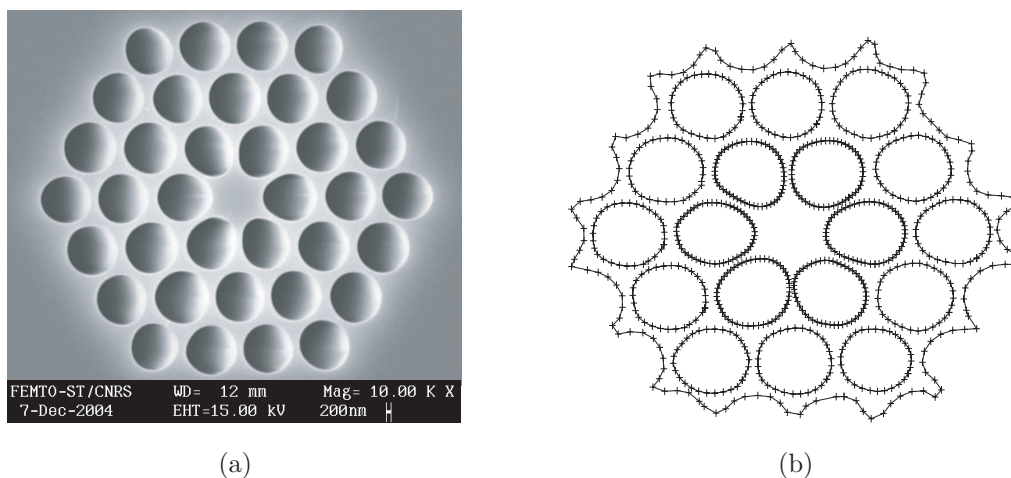
### 3.1.2 Procédure de simulation d'une structure de fibre réelle

La simulation d'une structure réelle est très importante car l'ajout de défauts dans une structure parfaite modifie les propriétés optiques et acoustiques. Afin d'être le plus proche possible de la structure réelle nous utilisons une image de la section de la fibre réalisée avec le microscope électronique à balayage de l'Institut FEMTO-ST. Ensuite, l'image est "nettoyée" de ses imperfections à l'aide d'un logiciel standard de traitement d'images puis nous appliquons un filtre de "Sobel" <sup>2</sup> pour faire ressortir les contours des trous.

Puis, à l'aide du logiciel de traitement d'image Spotlight<sup>3</sup> nous créons pour chaque inclusion de la microstructure un fichier qui contient les coordonnées du contour de chaque trou. Le nombre de points va définir le nombre de nœuds de la structure. Nous avons représenté sur la figure 3.1 l'image MEB et le maillage de la fibre PCF2.5. Pour améliorer le calcul des modes tout en gardant un temps de calcul raisonnable, nous avons fait le choix de définir le contour des trous proche du cœur avec un nombre de points plus grand. Une routine permet de mailler la structure par des éléments triangulaires constitués de trois sommets et de six

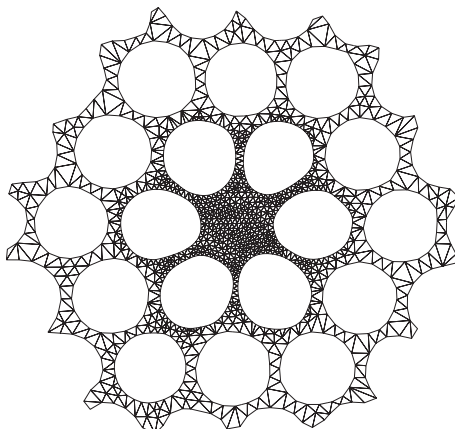
<sup>2</sup>Le filtre de Sobel est un algorithme utilisé en traitement d'image qui calcule le gradient de l'intensité de chaque pixel. Ainsi, nous connaissons les points qui marquent une forte variation du clair vers le foncé. Ces points correspondent généralement à des bords.

<sup>3</sup>Ce logiciel qui est en accès libre a été développé par deux ingénieurs de la NASA . Il est disponible à l'adresse suivante <http://microgravity.grc.nasa.gov/spotlight/>



**Fig. 3.1** (a) Image MEB et (b) maillage de la section transverse de la fibre PCF2.5.

nœuds, un à chaque sommet de l'élément plus un au milieu de chaque arête, comme illustré sur la figure 3.2. Pour des raisons de convergence et de temps de calcul, le nombre de nœud de la structure doit se situer autour de 5000.



**Fig. 3.2** Maillage de la fibre PCF2.5. Les trous de la première rangée sont définis avec plus de points pour obtenir un calcul de meilleure qualité. Le maillage comporte 3921 nœuds et 1632 éléments.

### 3.1.3 Résolution par la méthode des éléments finis

Lorsque la section de la fibre est maillée, les inconnues du problème sont alors les champs de déplacement suivant  $x$ ,  $y$  et  $z$  en chaque nœud. Une dépendance harmonique en  $\exp[j(\omega t - kz)]$  est imposée le long de la propagation où  $k$  est le vecteur d'onde acoustique longitudinal et  $\omega$  la fréquence angulaire.

Les frontières créées par les trous creux sont supposées libres de toute contrainte et l'énergie élastique est confinée dans la silice. Nous bénéficions également des simplifications liées à l'isotropie de la silice. Pour des matériaux isotropes et une propagation axiale, les champs transverses  $u_x$  et  $u_y$  et le champ longitudinal  $u_z$  colinéaire à la direction de propagation sont

en quadrature de phase [2]. Les parties réelles des composantes  $u_x$  et  $u_y$  sont donc couplées à la partie imaginaire de  $u_z$ , et réciproquement. Afin de déterminer une solution à caractère unique, les champs de déplacement du mode en chaque nœud de la structure sont représentés par les fonctions réelles suivantes :

$$u_x(x, y, z, t) = \mathbf{p}(x, y)^T \cdot \hat{\mathbf{u}}_z \cos(\omega t - kz) \quad (3.5)$$

$$u_y(x, y, z, t) = \mathbf{p}(x, y)^T \cdot \hat{\mathbf{u}}_z \cos(\omega t - kz) \quad (3.6)$$

$$u_z(x, y, z, t) = \mathbf{p}(x, y)^T \cdot \hat{\mathbf{u}}_z \sin(\omega t - kz) \quad (3.7)$$

avec  $\hat{\mathbf{u}} = (\hat{u}_x, \hat{u}_y, \hat{u}_z)^T$ , le vecteur champ de déplacement au nœud  $n$ , et  $\mathbf{p}$  un polynôme d'interpolation de Lagrange. La propagation des ondes élastiques se réduit finalement à une équation aux valeurs propres comme suit :

$$(K - \omega^2 M) = 0 \quad (3.8)$$

avec  $K$  et  $M$  respectivement les matrices de raideur et de masse.

La matrice de masse est de la forme d'une intégrale élémentaire qui s'écrit suivant les trois directions de l'espace sur une période de l'onde et sur un élément fini  $\sigma$  par :

$$M = \int_0^{2\pi/k} dz \int_{\sigma} dx dy \mathbf{u}^T \cdot \rho \cdot \mathbf{u} \quad (3.9)$$

En injectant les équations des champs de déplacement (3.5) à (3.7) et en intégrant suivant l'axe  $z$ , l'expression précédente s'écrit :

$$M = \frac{1}{2k} (\hat{\mathbf{u}}^T \cdot M_{\sigma} \cdot \mathbf{u}) \quad (3.10)$$

où la matrice de masse élémentaire  $M_{\sigma}$  de dimension  $3n \times 3n$  et la matrice de polynômes  $P$  de dimension  $3 \times 3n$  sont définies par :

$$M_{\sigma} = \int_{\sigma} dx dy P^T \cdot \rho \cdot P \quad (3.11)$$

et

$$P = \begin{pmatrix} \mathbf{p}^T & 0 & 0 \\ 0 & \mathbf{p}^T & 0 \\ 0 & 0 & \mathbf{p}^T \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

De même, la matrice de raideur pour un élément fini  $\sigma$  est :

$$K = \int_0^{2\pi/k} dz \int_{\sigma} dx dy \mathbf{S}_{ij}^T \cdot C_{ijkl} \cdot \mathbf{S}_{kl} \quad (3.13)$$

où  $\mathbf{S}$  et  $\mathbf{C}$  sont respectivement les tenseurs de déformations et de constantes élastiques. Après intégration le long de l'axe  $z$  et en utilisant les propriétés trigonométriques associées aux fonctions sinus et cosinus intervenant dans l'expression des champs de déplacements  $u_i$ ,  $i=x,y,z$ , l'équation précédente devient :

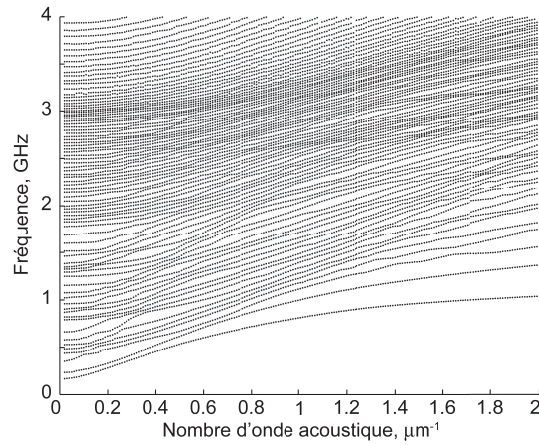
$$K = \frac{1}{2k} (\hat{\mathbf{u}}^T \cdot K_{\sigma} \cdot \mathbf{u}) \quad (3.14)$$

avec la matrice de raideur élémentaire  $K_\sigma$  définie par :

$$K_\sigma = \int_\sigma dx dy (A_S^T \cdot C \cdot A_S + A_C^T \cdot C \cdot A_C) \quad (3.15)$$

où

$$A_S = \begin{pmatrix} \mathbf{p}_{,x}^T & 0 & 0 \\ 0 & \mathbf{p}_{,y}^T & 0 \\ 0 & 0 & k\mathbf{p}^T \\ \mathbf{p}_{,y}^T & \mathbf{p}_{,y}^T & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad A_C = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \mathbf{p}_{,y}^T \\ 0 & -k\mathbf{p}^T & \mathbf{p}_{,y}^T \\ -k\mathbf{p}^T & 0 & \mathbf{p}_{,x}^T \end{pmatrix} \quad (3.16)$$



**Fig. 3.3** Diagramme de bande des modes élastiques guidés dans la PCF2.5 obtenu par méthode des éléments finis.

L'équation 3.8 se réduit à un problème aux valeurs propres généralisées que l'on peut résoudre en terme de  $\omega^2$  en admettant le vecteur d'onde  $k$  comme paramètre, ce qui donne les courbes de dispersion. Il est également possible de déterminer les modes générés dans une microstructure pour une valeur fixe du vecteur d'onde. Sur la figure 3.3, nous avons représenté le diagramme de bandes de la microstructure constitutive de la fibre PCF2.5. Comme on peut le voir, la densité des modes est très élevée, dans la mesure où toutes les polarisations sont prises en compte dans le calcul. De par leur répartition d'énergie et leur vecteur d'onde, les différents modes calculés ne vont pas interagir de la même façon avec les modes optiques.

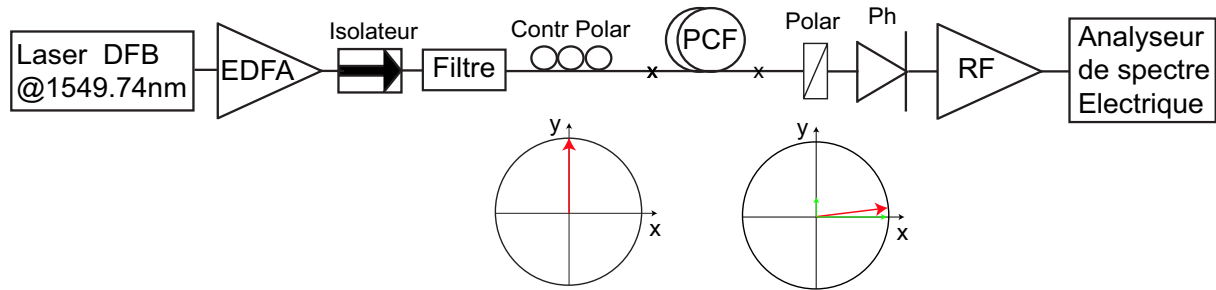
## 3.2 Dispositifs expérimentaux

Dans une fibre optique classique, à température ambiante, l'ensemble formé par le cœur et la gaine constitue un guide de section importante pour tous les modes élastiques. Seuls les modes Radiaux et Torso-Radiaux diffusent l'onde optique à des fréquences comprises entre quelques Hz jusqu'au GHz. Pour observer dans le domaine spectral l'apparition de ces nouvelles fréquences, nous mettons en place une détection hétérodyne entre l'onde de pompe

et l'onde diffusée. Cependant, les effets induits par les ondes acoustiques sont de nature différente et nécessitent l'utilisation de deux montages. Les caractéristiques techniques et les limites de chaque montage sont détaillées ci-dessous.

### 3.2.1 Dispositif pour l'observation des modes Torso-Radiaux

Les modes acoustiques Torso-Radiaux ( $TR_{2m}$ ) induisent un bruit de polarisation sur l'onde optique. C'est à dire qu'ils diffusent la polarisation initiale sur l'un ou l'autre axe de la fibre. Pour mesurer le spectre des modes acoustiques Torso-Radiaux, nous transformons la modulation de polarisation de l'onde incidente en une modulation d'intensité. Le montage expérimental représenté sur la figure 3.4 est organisé autour d'une détection hétérodyne. Comme source laser de pompe, nous avons utilisé un laser à stabilisation de fréquence fibré



**Fig. 3.4** Montage expérimental pour mesurer le spectre de diffusion Brillouin de gaine dépolarisée. La polarisation de chaque polariseur est représentée en rouge.

(DFB) émettant à une longueur d'onde de 1549.74 nm et dont la largeur de raie est inférieure à 45 kHz. La plage de puissance de sortie de la DFB (*Distributed Feedback Laser*) étant trop faible (13 à 29 mW) nous utilisons un amplificateur Erbium (EDFA, *Erbium Doped Fiber Amplifier*) qui délivre une puissance comprise entre 300mW et 2W. Après avoir été amplifiée, la pompe est isolée et filtrée par un filtre de 5nm de bande passante pour réduire l'émission spontanée (ASE, *Amplified Spontaneous Emission*) générée par l'amplificateur. Il est parfois nécessaire d'injecter des puissances inférieures à 300mW car pour exciter les modes transverses, la meilleure détection est obtenue pour des puissances de pompe légèrement inférieures au seuil Brillouin. Dans ce cas, nous plaçons un coupleur avec le rapport adapté entre le filtre et le contrôleur de polarisation.

Le contrôleur de polarisation placé avant la fibre définit l'axe de polarisation initial. Comme on peut le voir sur la figure 3.4, l'analyseur placé à la sortie de la fibre rejette une grande partie de la polarisation située sur l'axe principal ( $y$ ) et laisse passer la quasi totalité de la polarisation située sur l'autre axe ( $x$ ). Sur la photodiode dont la bande passante est de 45 GHz, nous observons le battement entre une petite partie de la polarisation originale (oscillateur local) et la polarisation diffusée sur l'autre axe. En considérant  $a_1$  et  $a_2$  comme les polarisations du champ initial  $E$  suivant les axes  $y$  et  $x$  alors l'intensité sur la photodiode est donnée par la relation suivante :

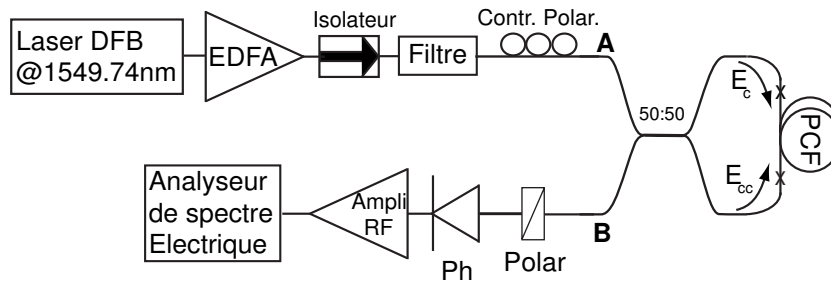
$$I_{ph} \propto \left| \sum_m [a_1 \sin \alpha + a_2 \cos \alpha \exp(i\Omega_m t)] \right|^2 \quad (3.17)$$



avec  $\Omega_m$  la fréquence de chaque mode acoustique et  $\alpha$  l'angle entre l'axe  $x$  et l'axe de polarisation de l'analyseur. Cet angle doit être très faible pour obtenir la meilleure efficacité [4]. En effet, la partie qui sert d'oscillateur local est très faible car il est nécessaire que la puissance de l'onde diffusée soit maximum. Nous utilisons également un amplificateur radiofréquence dont le gain est de l'ordre de 27 dB pour des signaux compris entre 0 et 2 GHz. Les signaux sont observés sur un analyseur de spectre électrique (ESA) qui a une bande passante de 30 GHz.

### 3.2.2 Miroir à boucle optique non linéaire

La diffusion de gaine polarisée résulte de la dilatation des modes Radiaux  $R_{0m}$  et se traduit par une modulation de phase de l'onde optique. Pour observer cet effet, nous utilisons un interféromètre tel que le miroir à boucle optique non linéaire (appelé également interféromètre de Sagnac) représenté sur la figure 3.5 [5]. Jusqu'à l'entrée du coupleur, le



**Fig. 3.5** Montage expérimental à partir d'un interféromètre à boucle optique non-linéaire pour observer l'impact des modes acoustiques radiaux sur l'onde optique.

montage expérimental est identique à celui présenté précédemment dans le cas des modes dépolarisés. Le laser venant du port A est séparé en deux faisceaux qui sont injectés à l'aide d'un coupleur 50/50 dans la fibre photonique. Les deux ondes qui se propagent en sens inverse dans la boucle subissent la modulation de phase induite par les modes acoustiques radiaux et se recombinaient dans le coupleur. Avec un coupleur 50/50, on obtient à la fois la puissance minimale en sortie et la meilleure sensibilité pour détecter la modulation de phase [6]. Le contrôleur de polarisation situé avant le port A optimise le contraste des interférences [5]. Les spectres de diffusion Brillouin de gaine sont relevés à la sortie du miroir à boucle optique (port B) au moyen de l'étage de détection optoélectronique constitué de la photodiode, de l'amplificateur et de l'analyseur de spectre électronique.

Dans le cas d'un coupleur 50/50, les amplitudes des deux champs  $E_c$  et  $E_{cc}$  qui se propagent dans la boucle en sens inverse s'écrivent comme suit :

$$E_c \propto 1/2A \exp(i\Phi_c(\Omega_m)) \quad (3.18)$$

$$E_{cc} \propto -1/2A \exp(i\Phi_{cc}(\Omega_m)) \quad (3.19)$$

avec  $A$  l'amplitude du champ incident. L'onde qui se propage en sens inverse subit un saut de phase de  $\pi/2$  à chaque fois qu'elle se propage en diagonale dans le coupleur [7]. Ceci explique le signe négatif de l'expression 3.19. Les deux ondes se recombinaient à la sortie B et

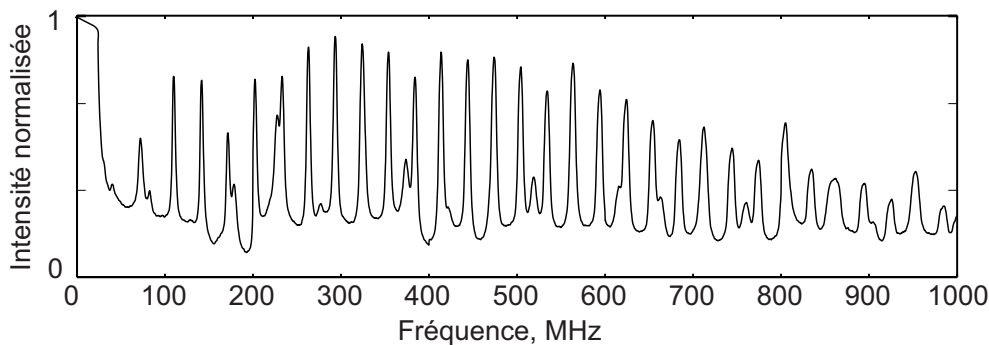
l'intensité fournie par la photodiode qui est directement liée à la modulation de phase subie par les deux ondes s'exprime ainsi :

$$I_{ph} \propto \frac{1}{4}|A|^2 \sum_m [\Phi_c(\Omega_m) - \Phi_{cc}(\Omega_m)] \quad (3.20)$$

avec  $A$  l'amplitude du champ à l'entrée de la boucle. Lorsque la modulation sur les deux ondes est différente, c'est à dire quand le miroir est déséquilibré les modes acoustiques à la fréquence  $\Omega_m$  sont pondérés par le champ incident [8]. Le déséquilibre est créé par les fibres SMF qui relient le coupleur à chaque extrémité de la fibre microstructurée. Notons que les deux ondes injectées de chaque côté de la fibre n'ont également pas tout à fait la même amplitude car le couplage à la soudure entre PCF et SMF est différent. Néanmoins, les mesures publiées avec ce montage [9] montrent que l'on observe à la fois les modes Radiaux et les modes Torso-Radiaux décrits précédemment. En effet, cette configuration déséquilibrée présente l'avantage d'être entièrement réalisée avec des fibres optiques mais un très léger décalage entre les deux axes de polarisation modifie le spectre à la sortie de la boucle. Dans ce cas, nous observons un battement supplémentaire entre une partie de la polarisation initiale et la polarisation diffusée sur l'autre axe : c'est la diffusion Brillouin de gaine dépolarisée.

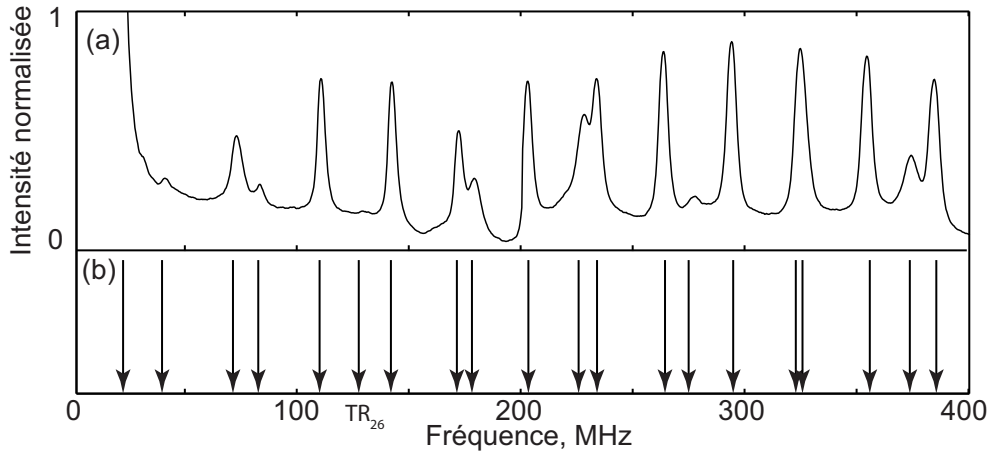
### 3.3 Validation et limitations des méthodes de mesure

#### 3.3.1 Résultats dans une fibre homogène



**Fig. 3.6** *Spectre expérimental des modes de gaine dépolarisés (TR2m) dans une fibre hautement non linéaire.*

Pour vérifier le bon fonctionnement de ces méthodes expérimentales, nous avons mesuré les modes de gaine dans une fibre homogène hautement non linéaire (HNLF) dont nous connaissons bien les paramètres opto-géométriques. Le spectre des modes GAWBS dépolarisés dans une fibre HNLF est représenté sur la figure 3.6. Cette fibre, dont le cœur est dopé germanium a une aire effective de  $11 \mu\text{m}^2$  à  $1550\text{nm}$ . Nous observons une succession périodique de pics jusqu'à une fréquence de  $1\text{GHz}$ . Comme on peut le voir sur la figure 3.7, les fréquences des modes Torso-Radiaux sont en bon accord avec les solutions de l'équation 1.18 définie dans le premier chapitre. Le piédestal que nous observons à basse fréquence limite l'observation des modes et reflète l'efficacité de conversion. Notons que le mode  $\text{TR}_{26}$  est un mode dégénéré, il n'apparaît pas expérimentalement [4].



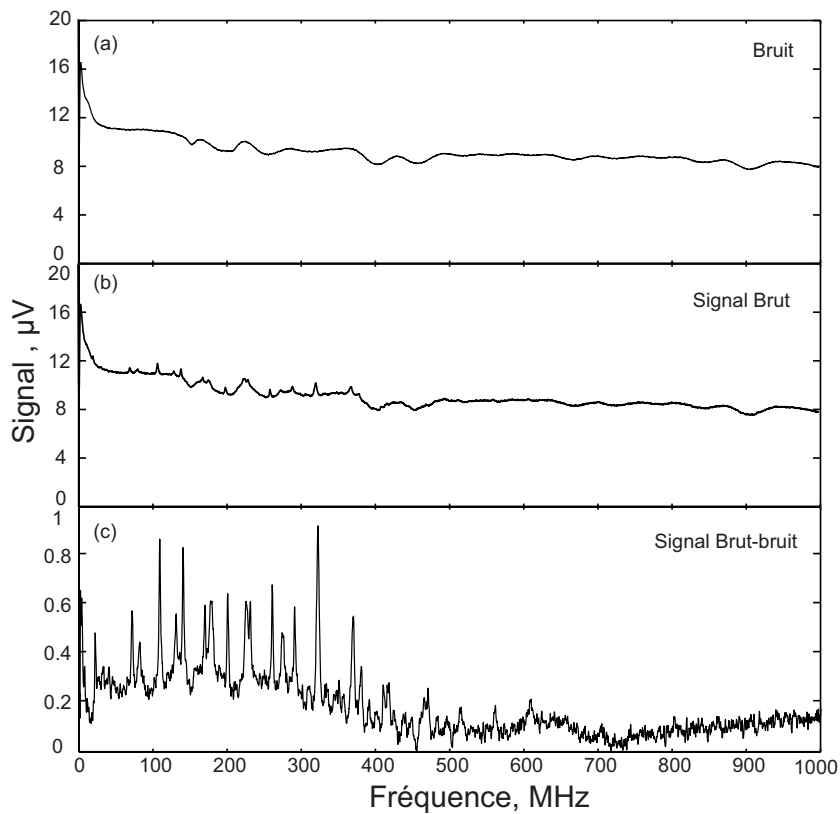
**Fig. 3.7** (a), spectre GAWBS dépolarisé dans une HNLF. (b), les flèches marquent les fréquences des modes de résonance, solutions de l'équation 1.18 avec les paramètres suivant  $\alpha = 0.6248$  et  $V_L = 6050\text{m/s}$ . La vitesse plus élevée que dans une fibre SMF-28 est due au dopage germanium .

L'amplitude des modes observés est liée au recouvrement entre les modes acoustiques transverse et le mode optique [10]. La taille du cœur et plus généralement l'ouverture numérique de la fibre définissent la fréquence maximale jusqu'à laquelle on peut observer les modes de gaine. La largeur à mi-hauteur des pics est quant à elle liée à l'amortissement des ondes transverses. La suppression de la couche polymère d'une épaisseur de  $125\ \mu\text{m}$  qui recouvre la gaine de la fibre optique donne un spectre avec des pics beaucoup plus fins car la différence d'indice entre la silice et l'air est plus grande. Néanmoins, dans notre cas, la résolution du système de détection est affectée par les appareils de mesures. En effet, le nombre de points de l'ESA est limité à 501, ce qui signifie qu'un spectre relevé sur une plage de fréquence de 1 GHz donne une résolution de l'ordre de 2 MHz. Étant donné la largeur à mi-hauteur des modes qui est au minimum de l'ordre de 200 kHz, cette résolution ne permettra pas de résoudre correctement les modes excités. Ainsi, sur la figure 3.7, nous ne pouvons pas différencier les modes situés à 317 MHz et 320 MHz. Pour pallier ce problème, nous relevons le spectre tous les 100 MHz, puis nous reconstituons le spectre final à l'aide d'un programme exécutable avec Matlab.

De plus, l'étage de détection constitué de l'amplificateur, de la photodiode et de l'analyseur de spectre introduit un niveau de bruit continu important (fig. 3.8). Dans le cas des fibres photoniques, les puissances mesurées sont très faibles et la plupart des modes dépasse difficilement le niveau de bruit. Afin de faire des mesures plus précises, nous enlevons systématiquement le spectre de bruit représenté sur la figure 3.8(a) à tous les spectres expérimentaux. Dans certains cas, lorsque le bruit est trop important, nous appliquons également un filtre numérique sur le spectre obtenu.

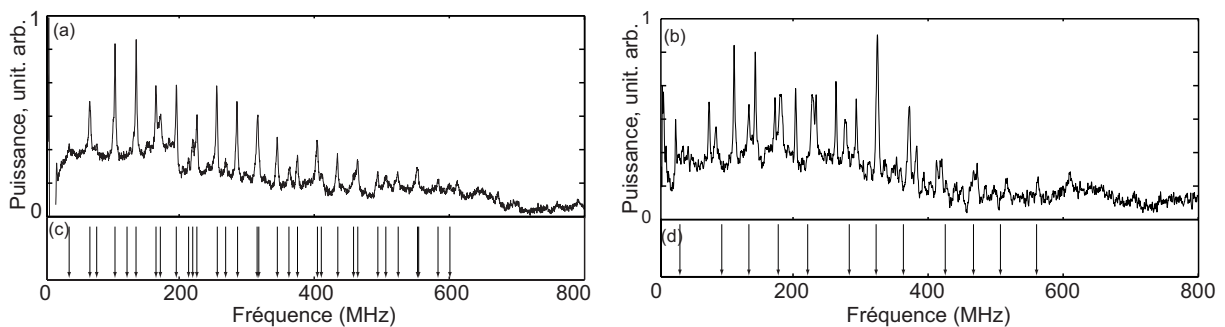
### 3.3.2 Limitation due aux “pigtaills”

Comme on peut le voir sur les deux dispositifs expérimentaux, nous utilisons des pigtaills SMF pour relier les polariseurs aux deux extrémités de la fibre photonique. Ces fibres sont suffisamment longues pour perturber les mesures de diffusion Brillouin de gaine dans les PCF. Nous avons fait des mesures en reliant les deux pigtaills entre les deux polariseurs.



**Fig. 3.8** (a) Spectre de bruit lissé introduit par l'amplificateur RF, la photodiode et l'analyseur de spectre électrique. (b) Spectre de diffusion Brillouin de gaine dans un très court tronçon de fibre standard tel qu'il est relevé sur l'analyseur de spectre. (c) Même spectre que précédemment sans le spectre de bruit représenté en (a).

C'est à dire que nous avons mesuré les modes de gaine dans une SMF de quelques mètres. Comme on peut le voir sur la figure 3.9, nous observons des modes jusqu'à une fréquence de 400 MHz. Cette plage de fréquence réduite est due à la courte distance d'interaction entre les modes optiques et acoustiques.

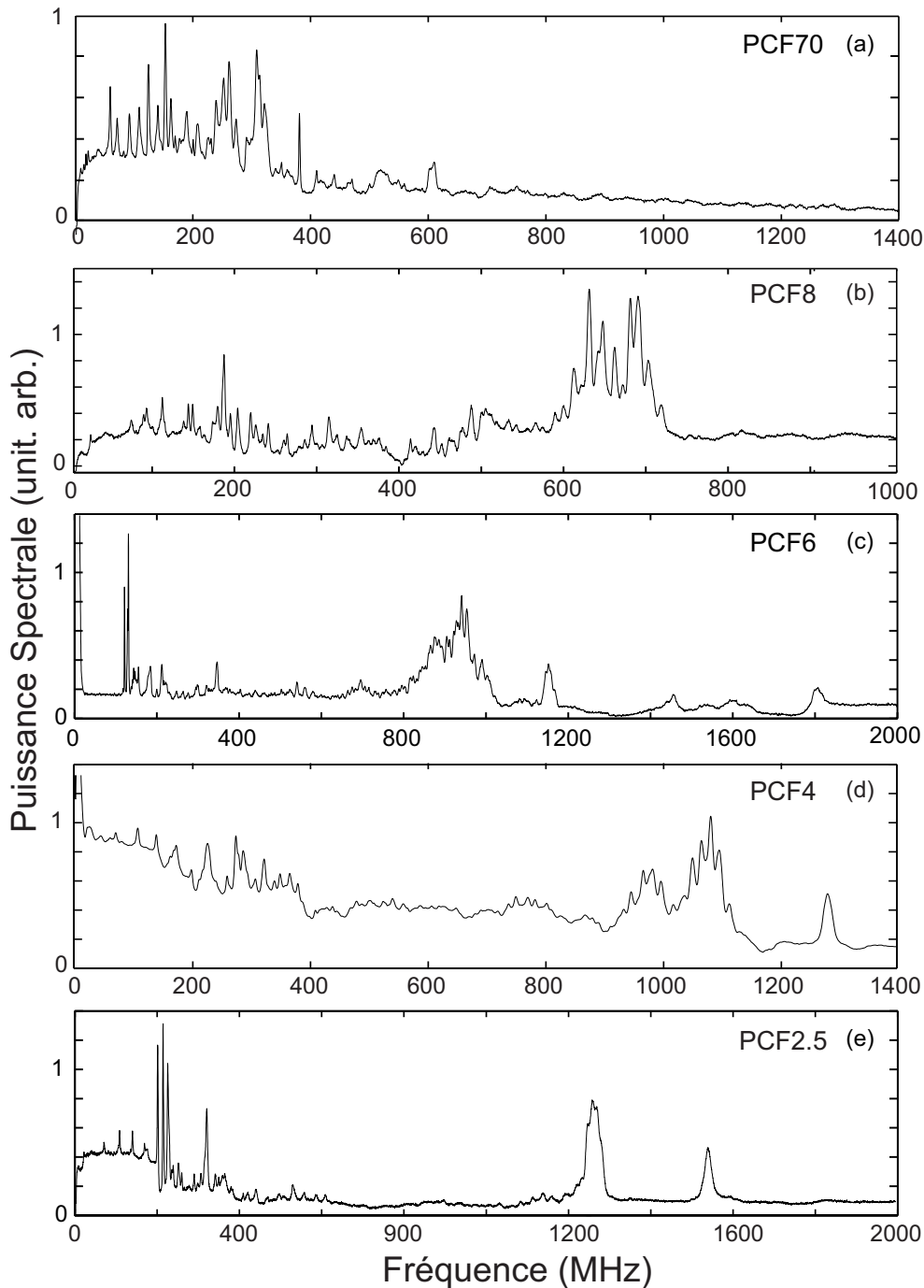


**Fig. 3.9** Spectres des modes de gaines  $TR_{2m}$  (a) et  $R_{0m}$  (b) issus d'une SMF. (c-d) calcul des modes de gaines jusqu'à 600 MHz d'après les équations 1.18 1.17 présentées dans le chapitre 1 avec  $d_{ext} = 125 \mu m$ ,  $\alpha = 0,627$  et  $V_L = 6050 m/s$ .

Les modes radiaux sont beaucoup moins nombreux que les modes Torso-Radiaux sur une plage de fréquence donnée. Sur la figure 3.9(b), nous observons les modes Radiaux et les modes Torso-Radiaux, car un léger décalage entre les deux polarisations dans la boucle

optique révèle les modes  $TR_{2m}$ . Ainsi, les puissances mesurées sont très faibles et il est parfois difficile de différencier l'origine de certains modes car leurs fréquences sont très proches. Néanmoins, lorsque nous réaliserons des mesures dans les PCF, nous pourrions identifier les modes dus à la SMF présente dans le montage.

### 3.4 Observation des modes acoustiques transverses

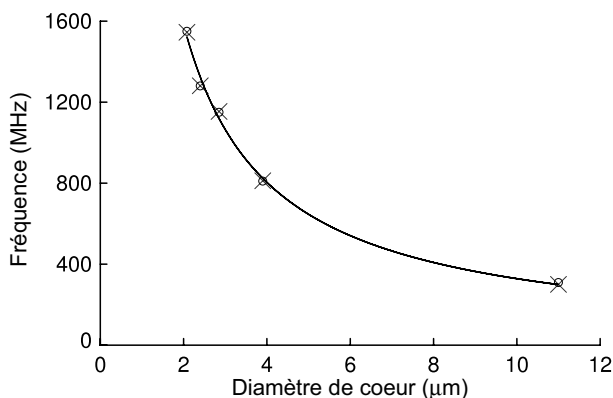


**Fig. 3.10** Spectres de diffusion Brillouin de gaine dépolarisée dans cinq fibres photoniques. La résolution spectrale est de 300 kHz.

Nous avons représenté sur la figure 3.10 les spectres GAWBS dépolarisés dans cinq fibres microstructurées. Comme nous pouvons le voir, les spectres sont complètement différents de ceux observés dans la HNLF, où nous avons observé un ensemble discret de nombreux modes acoustiques générés sur une large gamme de fréquences. Premièrement, nous observons une réduction significative des GAWBS dans les PCF par rapport à la fibre conventionnelle, en bon accord avec les résultats récents reportés dans la référence [11]. La plupart des modes situés sur une plage de fréquence entre 0 et 400 MHz sont dus aux pigtaills SMF utilisés pour connecter la fibre photonique. La présence de la gaine microstructurée introduit de nouvelles conditions aux limites pour la génération des modes élastiques. De ce fait, les hypothèses comme l'analogie entre une fibre et un cylindre utilisées dans le cas des fibres standard ne sont plus valables. Ainsi, nous ne pouvons plus distinguer les modes Radiaux et Torso-Radiaux. Par conséquent, les spectres polarisé (fig. 3.11a) et dépolarisé (fig. 3.10a) relevés dans la PCF70 sont identiques. Ceci est d'autant plus marqué par le fait que le dispositif expérimental utilisé pour observer les modes Radiaux permet également d'observer les modes Torso-Radiaux.

### 3.4.1 Mise en évidence d'un mode acoustique localisé

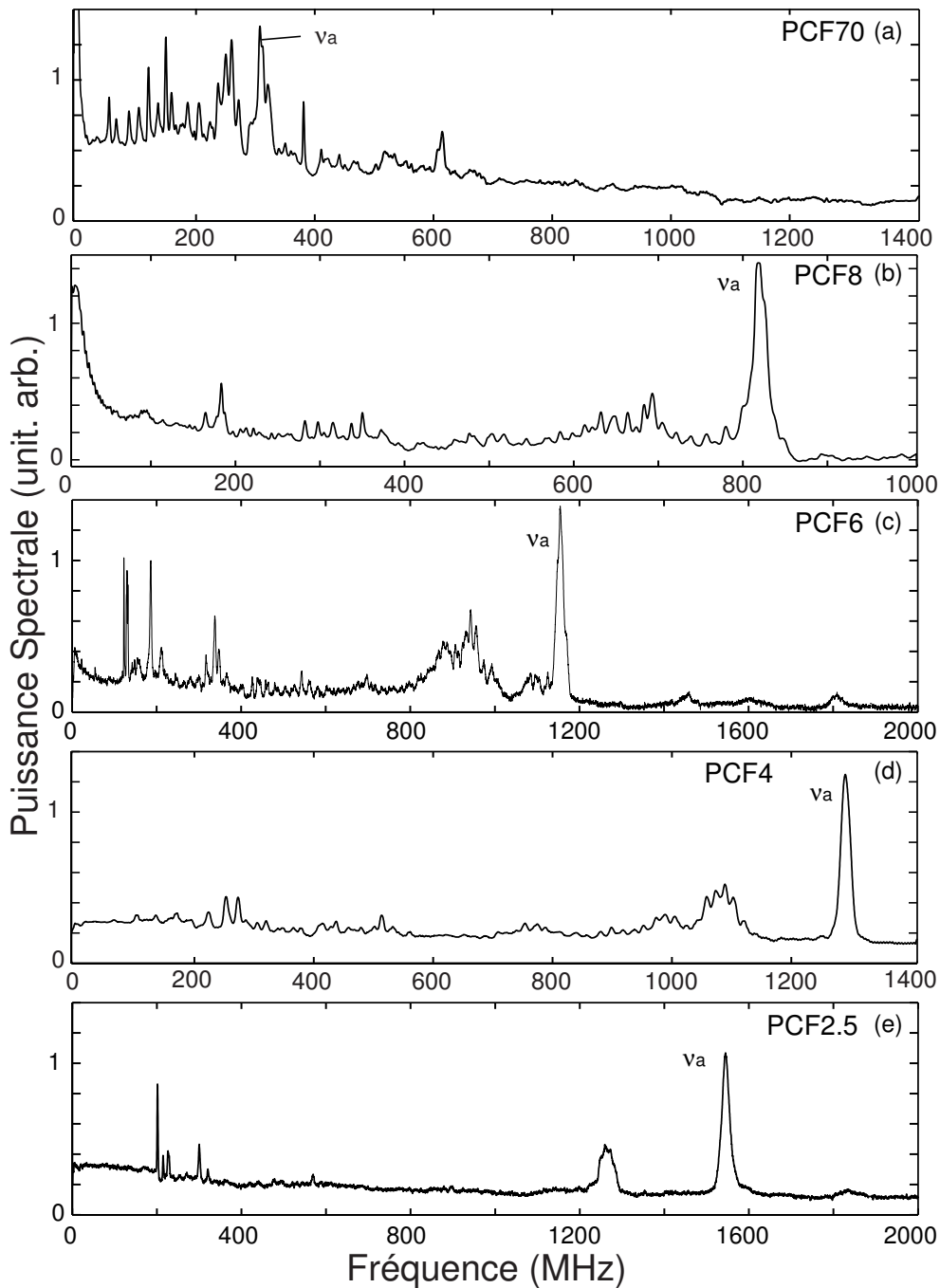
Les figures 3.11(b-e) montrent clairement l'existence d'un mode acoustique prédominant marqué par  $\nu_a$ . Dans la PCF8 et la PCF4 les fréquences de ce mode sont respectivement de 800 MHz et 1.3 GHz. De plus, dans toutes les PCF, ce mode intense présente un grand facteur de qualité de l'ordre de 50 ( $\nu_a/\Delta\nu_a$ , avec  $\nu_a$  la fréquence centrale). Sur la figure 3.12, nous avons reporté les fréquences de ce mode acoustique en fonction du diamètre de cœur des PCF. Comme on peut le voir, la fréquence de ce mode localisé est inversement proportionnelle au diamètre de cœur de la PCF. Nous pouvons en déduire que ce mode est confiné dans le cœur de la fibre par la microstructure.



**Fig. 3.12** *Fréquence du mode acoustique confiné en fonction du diamètre de cœur de la fibre microstructurée. Les croix et les cercles représentent respectivement les mesures et les calculs par élément finis.*

Notons que dans toutes les PCF, le produit de la fréquence acoustique du mode confiné par le diamètre de cœur est une constante égale à  $3200 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ .

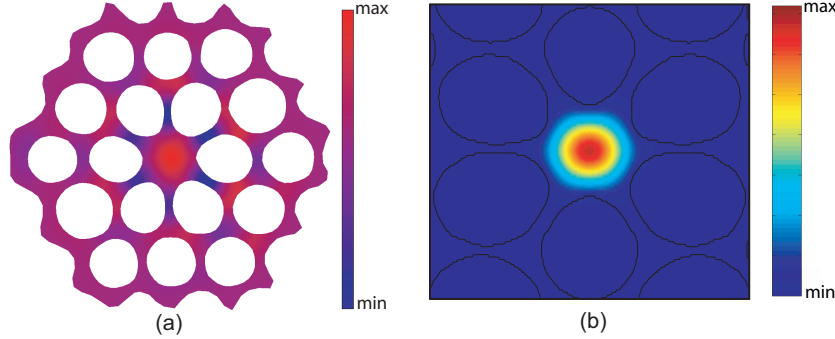
La génération de ce mode acoustique intense peut être interprétée comme suit : dans une fibre standard, les modes GAWBS dépendent principalement du diamètre de gaine créant ainsi un large domaine spatial d'existence des modes acoustiques [12] ; cependant le mode optique est guidé dans le cœur et recouvre seulement partiellement les modes GAWBS. Dans les fibres photoniques à cœur plein, une forte dépendance à l'égard des frontières imposées



**Fig. 3.11** Spectres de diffusion Brillouin de gaine polarisée dans cinq fibres photoniques. La résolution spectrale est de 300 kHz.

par la microstructure mène à une redistribution spatiale de la plupart des modes acoustiques et à une forte localisation de certains de ces modes. Un fort recouvrement entre les modes acoustiques transversaux localisés dans le cœur des fibres photoniques et les modes optiques est alors permis par la microstructuration, augmentant ainsi l'interaction acousto-optique. Lorsque la proportion d'air entourant le cœur est très importante, comme dans les fibres de faible aire effective, nous pouvons considérer le cœur comme un cylindre. Dans ce cas, nous revenons au cas des fibres standard, mais en remplaçant le diamètre de gaine par celui du

cœur. Le mode confiné dans le cœur est un mode de dilatation, c'est pourquoi il apparaît très distinctement dans l'expérience de mise en évidence des modes radiaux (fig. 3.11).



**Fig. 3.13** (a) calcul du mode élastique confiné dans le cœur de la PCF8 à la fréquence de 810 MHz. (b) calcul du mode optique fondamental à la longueur d'onde de 1550 nm. Les maxima d'énergie apparaissent en rouge.

Pour vérifier cette affirmation, nous avons réalisé des calculs numériques des modes acoustiques dans les PCF en utilisant la méthode par éléments finis décrite au début du chapitre. Pour un vecteur d'onde acoustique faible, condition relative aux cas des modes transverses, nous trouvons un grand nombre de modes élastiques. Nous avons représenté sur la figure 3.13 le calcul du mode élastique dans la PCF8 à la fréquence de 810 MHz et le calcul du mode optique fondamental. Le mode acoustique a été identifié comme le mode longitudinal fondamental du cœur, qui est fortement confiné dans le cœur par la structure air-silice, bien qu'un effet de bande interdite phononique ne soit pas présent contrairement au cas considéré dans la référence [13]. Pour toutes les fibres testées, le calcul de la fréquence du mode acoustique fondamental est en très bon accord avec les résultats expérimentaux (voir figure 3.12). On peut voir également sur la figure 3.13 que le recouvrement entre les modes acoustique et optique fondamentaux est important. Cependant, les modes acoustiques calculés n'ont pas tous de réalité physique. Le calcul du coefficient de diffraction élasto-optique devient donc indispensable.

### 3.4.2 Calcul du coefficient de couplage élasto-optique

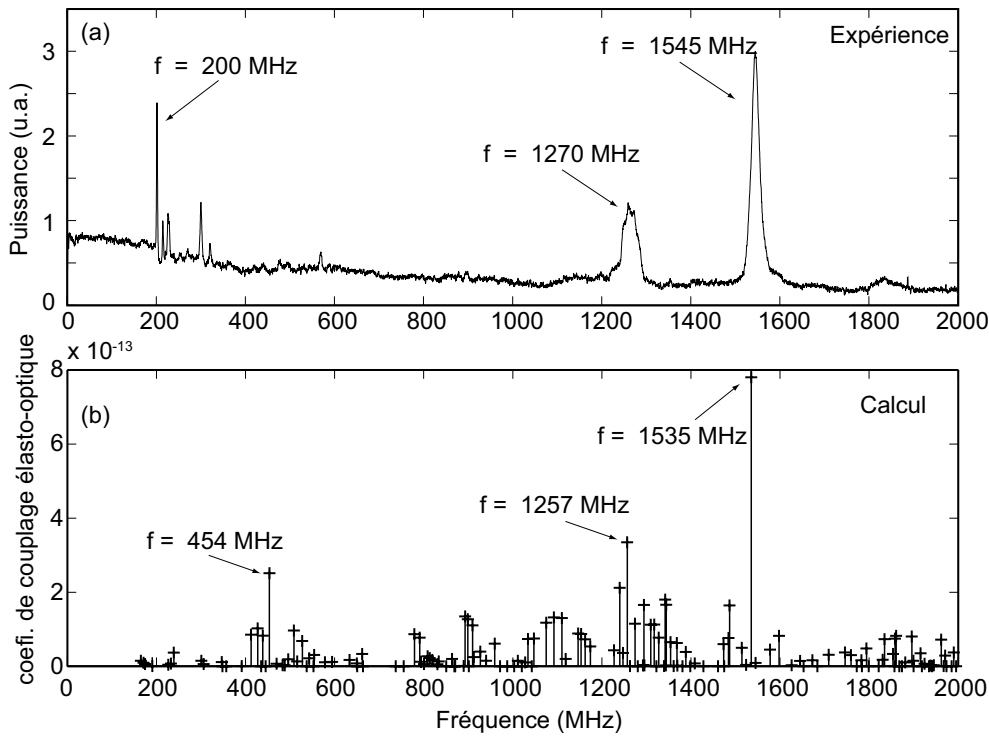
Afin de mettre en évidence les modes acoustiques qui vont modifier fortement les ondes optiques, nous avons fait un calcul de couplage élasto-optique. Le coefficient de diffraction élasto-optique  $\kappa$  est défini par :

$$\kappa = \int_{\sigma} dx dy E_i^{(1)} E_j^{(2)} p_{ijkl} S_{kl} \quad (3.21)$$

où  $E_i^{(1)}$  et  $E_j^{(2)}$  sont respectivement les champs optiques (partie réelle) des champs incident et rétrodiffusé et  $\sigma$  représente la section de la fibre. Les champs des modes optiques guidés ont été calculés avec le logiciel MODES à partir des images MEB de chaque fibre.

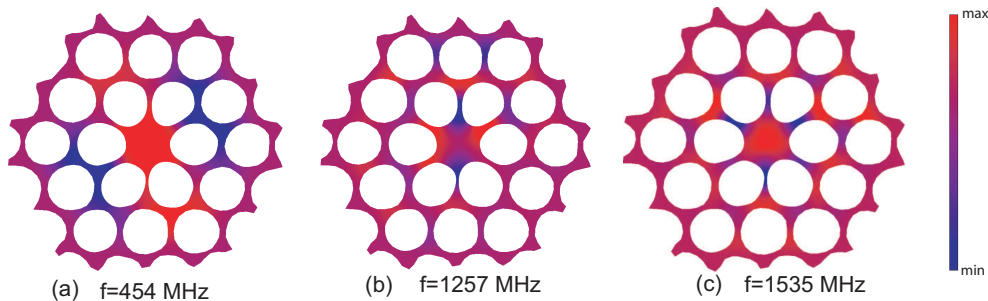
Nous comparons sur la figure 3.14 la mesure du spectre de diffusion Brillouin de gaine et le calcul du coefficient de diffraction élasto-optique dans la fibre PCF2.5. Sur le spectre expérimental, nous observons très peu de modes en particulier entre 0 et 200 MHz. Toutefois, nous ne pouvons pas observer tous les modes car le couplage de la lumière dans cette fibre





**Fig. 3.14** (a) Spectre expérimental de diffusion Brillouin de gaine polarisée. (b), coefficient de diffusion élasto-optiques entre le mode optique fondamental à 1550 nm et les modes acoustiques générés entre 0 et 2 GHz dans la PCF2.5.

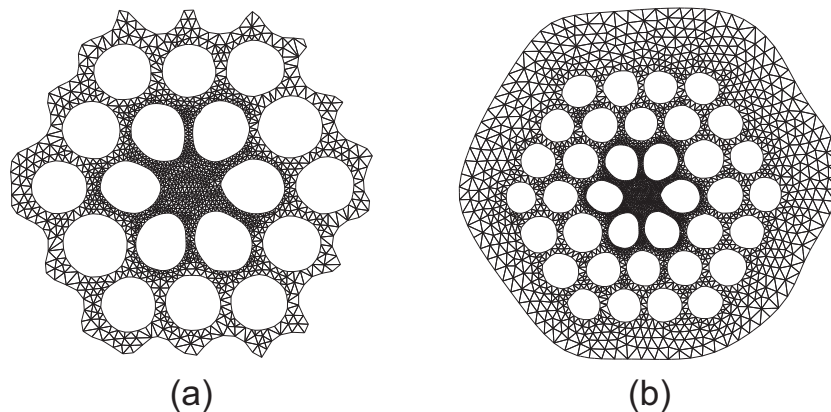
est très faible (de l'ordre de 25% à chaque extrémité). Ceci explique également l'allure de ce spectre très épuré qui ne présente que quelques modes. Cependant, la microstructure joue un rôle important dans l'allure du spectre observé. En effet, cette fibre présente un cœur très petit entouré d'une gaine microstructurée constitué d'une grande proportion d'air. Ainsi, seul les modes élastiques confinés par la microstructure verront leur recouvrement avec le mode optique augmenter. Nous en observons trois dont les fréquences sont 200 MHz, 1270 MHz et 1545 MHz. Par analogie avec les autres fibres microstructurées, le mode situé à 1545 MHz est identifié comme le mode élastique fondamental confiné dans le cœur.



**Fig. 3.15** Distribution de l'énergie cinétique pour les modes acoustiques de la PCF2.5 de fréquence (a) 454 MHz, (b) 1257 MHz et (c) 1535 MHz. Ces trois modes donnent les plus forts coefficients élasto-optique. Les maximas d'énergie apparaissent en rouge sur la figure.

Le calcul du coefficient de couplage élasto-optique représenté sur la figure 3.14(b) est en bon accord avec le spectre expérimental. Nous retrouvons les trois modes qui ont les plus forts recouvrements avec le mode optique fondamental et dont les fréquences sont 454 MHz,

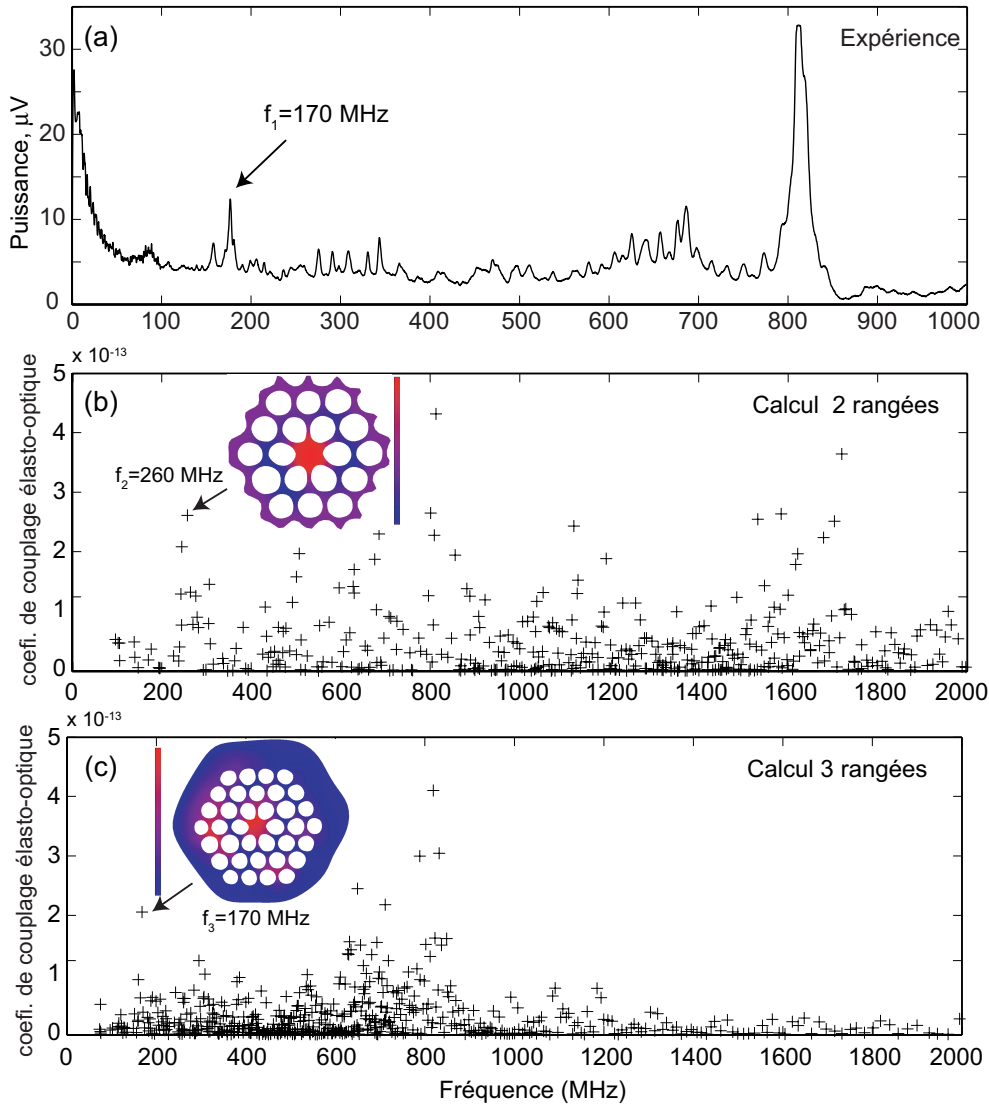
1257 MHz et 1535 MHz (figure 3.15). L'écart en fréquence entre la fréquence des modes calculés (1257 MHz et 1535 MHz) et expérimentaux (1270 MHz et 1545 MHz) a plusieurs origines. Tout d'abord les calculs ont été réalisés à partir d'image MEB prise à un endroit donné de la fibre et nous n'avons aucune certitude sur l'homogénéité de la microstructure le long de la fibre. De ce fait, des dimensions mal-évaluées engendrent un décalage important d'autant plus que nous recherchons une précision de l'ordre du MHz. Ensuite, une erreur peut survenir lors du traitement d'image et plus particulièrement lors de la détermination des contours. En effet, une erreur sur la détermination du contour peut entraîner une erreur de dimensionnement et modifie le calcul de la fréquence des modes élastiques. Néanmoins, nous pouvons considérer que l'origine du décalage entre les fréquences théoriques et expérimentales est essentiellement due à l'incertitude sur l'échelle lors du maillage de la structure de la fibre à partir de l'image MEB. Par contre, le mode calculé dont la fréquence est proche de 454 MHz ne coïncide avec aucun mode expérimental. Comme on peut le voir sur la figure 3.15(a), la distribution de l'énergie de ce mode s'étend sur toute la fenêtre de calcul. Nous en déduisons que la fréquence de ce mode est liée à taille totale de la structure contrairement aux modes à plus hautes fréquences.



**Fig. 3.16** *Maillage de la fibre PCF8 avec (a) deux et (b) trois rangées. Le nombre de nœuds pour chaque structure est respectivement de 5503 et 8729.*

Pour des raisons de convergence et de temps de calcul, nous avons calculé les modes élastiques dans deux rangées de cette fibre alors qu'elle en compte trois. La simulation dans la microstructure totale donnerait un mode dont la fréquence serait plus faible et coïnciderait avec le mode expérimental situé à 200 MHz. Nous avons vérifié cette hypothèse en calculant les modes élastiques dans la structure de la PCF8 constitué de deux et trois rangées (fig. 3.16). Les résultats sont représenté sur la figure 3.17. Comme on peut le voir, il existe un mode à basse fréquence qui recouvre toute la microstructure et dont la fréquence dépend de la fenêtre de calcul. La fréquence du mode se situe à 260 MHz ou à 170 MHz suivant le fait que les calculs sont réalisés à partir d'un maillage constitué de deux ou trois rangées de fibres.

Nous venons de montrer l'importance de la fenêtre de calcul pour calculer les modes à basses fréquences. Mais, les modes à hautes fréquences sont aussi affectés par la taille de la structure simulée. Sur la figure 3.17, nous avons représenté le spectre de diffusion Brillouin de gaine dans la PCF8 et le calcul du coefficient elasto-optique lorsque nous simulons deux

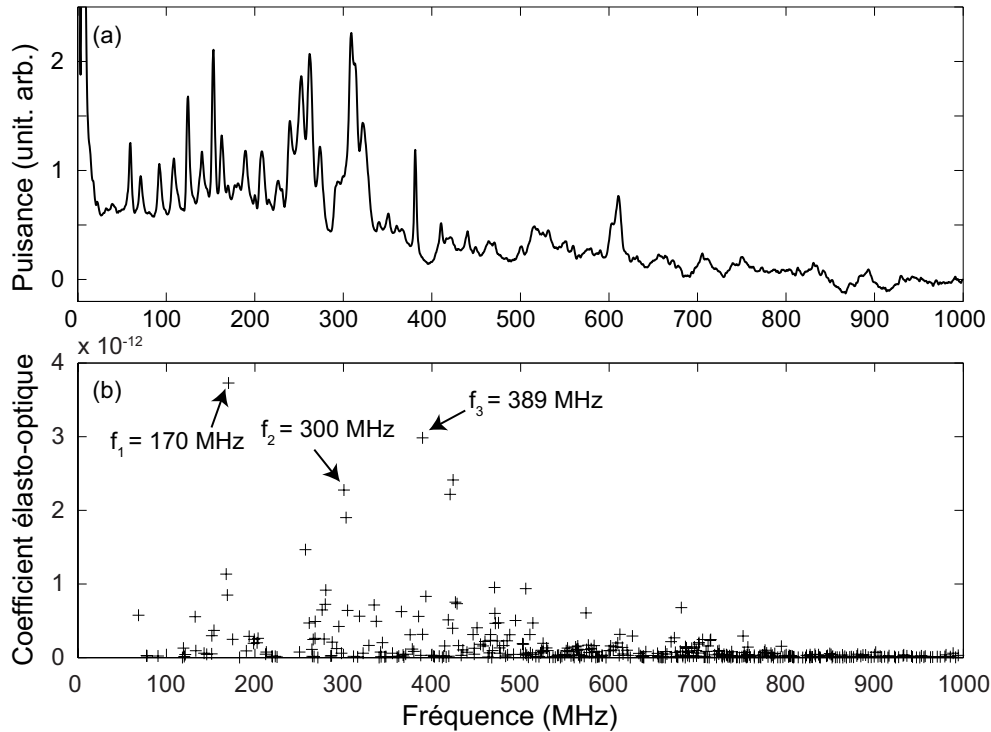


**Fig. 3.17** (a) Spectre expérimental de diffusion Brillouin de gaine polarisé dans la PCF8. Calcul du coefficient de couplage élasto-optique avec les modes acoustiques calculé dans la PCF2.5 avec une structure maillé avec (b) deux et (c) trois rangées. Encart, distribution de l'énergie suivant la fenêtre de calcul pour les modes élastiques aux fréquences de 260 MHz et 170 MHz.

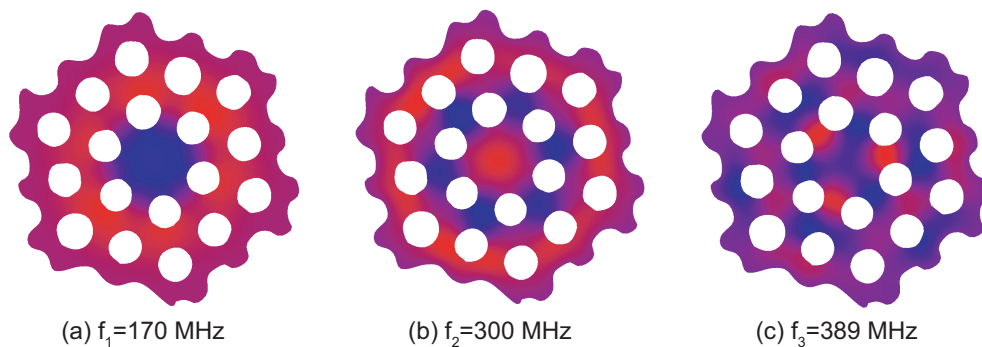
et trois rangées de cette fibre. Le calcul avec trois rangées montre bien la disparition des modes au dessus de 900 MHz alors que dans le calcul avec deux rangées nous trouvons des modes vers 1600 MHz que nous ne retrouvons pas sur le spectre expérimental. Cependant, le calcul avec trois rangées est beaucoup plus long et nous sommes limités par le nombre de nœud.

En utilisant la méthode de résolution par éléments finis, nous avons également trouvé un mode acoustique localisé à une fréquence de 300 MHz dans la fibre photonique de grande aire effective PCF70, en bon accord avec la fréquence GAWBS mesurée et nommé  $\nu_a$  dans la figure 3.11(a). Néanmoins, nous observons que ce mode acoustique se distingue moins des autres dans le spectre de GAWBS parce que la structuration air silice dans la PCF70 est moins favorable à l'emprisonnement acoustique dans le cœur par rapport aux autres fibres comme la PCF2.5 [14]. Nous avons vérifié ce résultat par le calcul du coefficient de

recouvrement élasto-optique représenté sur la figure 3.18. Dans cette fibre, il existe plusieurs modes élastiques qui présentent un fort recouvrement avec le mode optique (voir figure 3.19).



**Fig. 3.18** (a), spectre de diffusion Brillouin de gaine polarisée. (b), calcul du coefficient de couplage élasto-optique dans la PCF70.



**Fig. 3.19** Distribution de l'énergie élastique pour les modes acoustiques de la PCF70 qui donnent le meilleur couplage élasto-optique aux fréquences de (a) 170 MHz, (b) 300 MHz, (c) 389 MHz. Les maxima et minima d'énergie apparaissent respectivement en rouge et en bleu sur la figure.

De plus, la diminution des modes transverses lorsque la fréquence augmente est liée à la taille de la microstructure. En effet, nous pouvons définir une première fréquence de coupure  $\nu_c = V/w$  avec  $V = 5970 \text{ m.s}^{-1}$  et  $w$  le rayon de cœur effectif lié à l'aire effective par la relation  $A_{\text{eff}} = \pi w^2$ . Dans le cas des PCF, nous définissons une seconde limite liée à la taille de la microstructure  $\nu_\Lambda = V/(2\Lambda)$ .

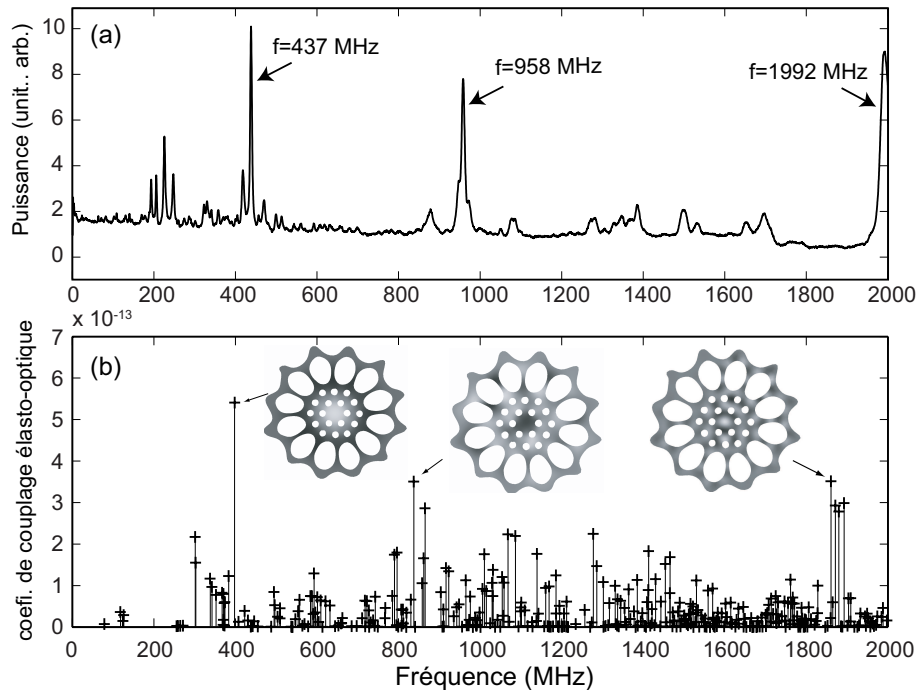
Au dessus de cette fréquence, les fortes interférences entre les ondes acoustiques diffusées par les trous redistribuent totalement l'énergie élastique et ainsi ne permettent pas d'observer

Caractéristiques	PCF70	PCF8	PCF6	PCF4	PCF2.5	HNLF
$d_C, \mu\text{m}$	11	3,9	2,9	2,4	2,1	5
$A_{\text{eff}}, \mu\text{m}^2$	70	8	6,2	4	2,5	11
$\nu_a, \text{MHz}$	300	812	1154	1281	1545	-
$\nu_c, \text{MHz}$	1490	3730	4250	5430	6700	1200
$\nu_\Lambda, \text{MHz}$	375	730	853	1070	1255	-

**Tab. 3.1** Calcul des fréquences de coupures de chaque fibre.  $\nu_a$  est la fréquence mesurée expérimentalement du mode fondamental acoustiques localisé dans le cœur.  $\nu_c$  and  $\nu_\Lambda$  sont les fréquences de coupures caractéristiques expliquant la disparition des GAWBS.

des modes acoustiques. Nous avons regroupé les différentes fréquences de coupure pour les fibres testées dans le tableau 3.1. Les fréquences limites sont en bon accord avec les mesures expérimentales. Par exemple, dans la PCF70, la fréquence de coupure  $\nu_\Lambda$  qui est égale à 375 MHz, correspond à la diminution des modes observés sur le spectre de la figure 3.18(a).

### 3.5 Diffusion Brillouin de gaine dans une structure photonique complexe



**Fig. 3.20** (a), spectre de diffusion Brillouin de gaine polarisée et (b), calcul du coefficient élasto-optique dans la fibre PCF5. Encart, répartition de l'énergie des modes élastiques les plus intenses déterminée par éléments finis aux fréquences 398 MHz, 837 MHz et 1860 MHz.

Nous avons observé les modes acoustiques transverses générés dans une fibre possédant une double structure photonique. En effet, la PCF5 à un cœur de 2,4  $\mu\text{m}$  entouré de deux

rangées de trous d'une dimension de 800 nm et écartés de 1,6  $\mu\text{m}$  puis de deux rangées constitués de trous beaucoup plus gros et très proches les uns des autres. Nous présentons sur la figure 3.20(a) le spectre de diffusion Brillouin de gaine polarisée. Comme on peut le voir, nous observons une succession de modes jusqu'à 2 GHz avec trois pics d'égale intensité. Aucune des fréquences de ces trois pics ne correspond à la courbe représentée sur la figure 3.12 où nous avons tracé l'évolution de la fréquence du mode confiné en fonction du diamètre de cœur. La double gaine microstructurée de cette fibre modifie complètement la répartition de l'énergie en comparaison aux fibres précédentes.

Toutefois, nous observons un mode à 1992 MHz bien que la dimension du cœur soit plus grande que celle de la PCF2.5 où le mode confiné est à 1545 MHz. Le calcul du coefficient de couplage élasto-optique confirme la présence de trois modes très distincts aux fréquences de 398 MHz, 837 MHz et 1860 MHz. Le décalage entre le calcul du recouvrement élasto-optique et la courbe expérimentale vers les basses fréquences est lié à une erreur d'échelle lors du maillage. En effet, la dimension de la microstructure est définie à partir de l'image réalisé au MEB et celle-ci représente une section à un endroit donnée de la fibre. Notons sur la figure 3.20(b) la présence de plusieurs modes avec un fort coefficient élasto-optique autour du mode situé à 1860 MHz, prouvant ainsi le très fort confinement.

## 3.6 Conclusion

En conclusion, nous avons relevé expérimentalement les spectres de diffusion Brillouin en avant dans plusieurs fibres microstructurées montrant ainsi une dynamique complètement différente avec les fibres conventionnelles. En particulier, nous avons mis en évidence des modes acoustiques à haute fréquence fortement confinés dans le cœur des PCF par la microstructure air-silice [15]. Ceci a été confirmé par des simulations numériques du mode acoustique fondamental du cœur des fibres photoniques dont la fréquence diminue avec le diamètre du cœur. Le calcul du coefficient de diffusion élasto-optique entre le mode optique fondamental et les modes acoustiques confinés par la microstructure est en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Nous avons également montré l'impact de la forme et de la taille de la microstructure sur la fréquence des modes acoustiques excités. Par exemple, dans la PCF5, de par sa double structure, trois modes d'égales intensités existent à des fréquences très distinctes. Cette particularité présente des perspectives intéressantes pour des applications capteurs. En effet, sous l'action de contraintes, les ondes acoustiques sont altérées et leur fréquence varie. Ainsi, les trois pics présents dans le spectre GAWBS de la PCF5 ont des fréquences suffisamment éloignées l'une par rapport à l'autre pour mesurer sur une même fibre trois paramètres extrinsèques différents.

Il est également possible d'améliorer la qualité de détection de ces modes en augmentant le couplage avec les fibres standard lors de la soudure et en optimisant la conversion de la modulation à l'aide d'une cavité. Ces améliorations peuvent être mise à profit lors de la mise en résonance des modes acoustiques confinés dans le cœur.

## Bibliographie

- [1] G. B. Benedek et K. Fritsch, “Brillouin Scattering in Cubic Crystals”, *Phys. Rev.*, **15**, n° 2, pp. 647–662 (1966).
- [2] S. Benchabane, *Guidage et filtrage des ondes dans les cristaux phononiques*, Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté (2006).
- [3] V. Laude, A. Khelif, S. Benchabane, M. Wilm, T. Sylvestre, B. Kibler, A. Mussot, J. M. Dudley et H. Maillotte, “Phononic band-gap guidance of acoustic modes in photonic crystal fibers”, *Phys. Rev. B*, **71**, n° 045107, pp. 1–6 (2005).
- [4] R. Shelby, M. Levenson et P. Bayer, “Resolved Forward Brillouin Scattering in Optical Fibers”, *Phys. Rev. Lett.*, **54**, pp. 939–942 (1985).
- [5] N. J. Doran et D. Wood, “Nonlinear-optical loop mirror”, *Opt. Lett.*, **13**, pp. 56–58 (1988).
- [6] N. Nishizawa, S. Kume, M. Mori, T. Goto et A. Miyauchi, “Symmetric and asymmetric fiber loop mirrors for observing guided-acoustic-wave Brillouin scattering in polarization-maintaining fibers”, *Opt. Lett.*, **19**, pp. 1424–1426 (1994).
- [7] E. A. Kuzin, J. A. Andrade-Lucia, B. I. Escamilla et R. J. Sanchez-Mondragon, “Non-linear optical loop mirror using the nonlinear polarization rotation effect”, *Opt. Commun.*, **144**, pp. 60–64 (1997).
- [8] M. G. Kane, I. Glesk, J. P. Sokoloff et P. R. Prucnal, “Asymmetric optical loop mirror : analysis of an all-optical switch”, *Appl. Opt.*, **33**, pp. 6833–6842 (1994).
- [9] N. Nishizawa, S. Kume, M. Mori et T. Goto, “Experimental analysis of guided acoustic wave Brillouin scattering in PANDA fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, pp. 1651–1655 (septembre 1995).
- [10] A. J. Poustie, “Bandwidth and mode intensities of guided acoustic-wave Brillouin scattering in optical fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**, pp. 691–696 (avril 1993).
- [11] D. Elser, U. L. Andersen, A. Korn, O. Glockl, S. Lorenz, C. Marquardt et G. Leuchs, “Reduction of Guided Acoustic Wave Brillouin Scattering in Photonic Crystal Fibers”, *Phys. Rev. Lett.*, **97**, n° 133901, pp. 1–4 (2005).
- [12] R. Shelby, M. Levenson et P. Bayer, “Guided acoustic-wave Brillouin scattering”, *Phys. Rev. B*, **31**, pp. 5244–5252 (April 1985).
- [13] P. Dainese, P. S. J. Russell, G. S. Wiederhecker, N. Joly, H. L. Fragnito, V. Laude et A. Khelif, “Raman-like light scattering from acoustic phonons in photonic crystal fiber”, *Opt. Exp.*, **14**, n° 9, pp. 4141–4150 (2006).
- [14] J. C. Beugnot, T. Sylvestre, H. Maillotte, V. Laude et G. Mélin, “Experimental Observation of Large Guided Acoustic Wave Brillouin Scattering in Photonic Crystal Fibres”, dans *European Conference of Optical Communication, ECOC Europe*, n° Tu4.3.3. (24–28 Septembre 2006, Cannes, France).
- [15] J. C. Beugnot, T. Sylvestre, H. Maillotte, G. Mélin et V. Laude, “Guided acoustic wave Brillouin scattering in photonic crystal fibers”, *Opt. Lett.*, **32**, n° 1, pp. 17–19 (2007).





# La rétrodiffusion Brillouin Stimulée

---



Dans ce chapitre, nous étudions la rétrodiffusion Brillouin stimulée dans les fibres microstructurées air-silice. Contrairement à la diffusion Brillouin en avant, ce sont principalement les ondes acoustiques longitudinales qui sont à l'origine de la diffusion Brillouin stimulée. Dans ce cas, le vecteur d'onde acoustique est deux fois plus grand que celui de l'onde optique et les fréquences acoustiques sont de l'ordre de la dizaine de GHz. Comme l'ont montré V. Laude *et al.* [1], il est possible de coupler efficacement les ondes optiques et acoustiques dans un cristal à bandes interdites photonique et phononique. Cependant, dans notre cas, les dimensions des structures périodiques des fibres photoniques testées ne sont pas assez petites pour créer des bandes interdites phononiques aux fréquences Brillouin. Néanmoins, les dimensions des trous de la microstructure, qui sont de l'ordre de quelques microns, sont suffisantes pour modifier la génération et le couplage des ondes optiques et acoustiques. Par conséquent, la microstructure a un impact sur les paramètres qui gouvernent la rétrodiffusion Brillouin, c'est à dire la fréquence et la largeur à mi-hauteur du spectre de diffusion et le seuil Brillouin. Malgré l'importance de la rétrodiffusion Brillouin stimulée dans les télécommunications, il n'existe pas de critère bien défini du seuil Brillouin dont la définition reste encore aujourd'hui un sujet de discussion. Pour preuve, Kovalev a présenté récemment une équation théorique plus proche de la définition expérimentale couramment utilisée [2]. Les mesures du seuil Brillouin dans les PCF feront l'objet de la première partie de ce chapitre. Puis, après avoir présenté succinctement les techniques de caractérisation du spectre de gain Brillouin, nous développerons notre technique de détection hétérodyne. Enfin, nous présenterons les mesures du spectre de diffusion dans les PCF dont les paramètres fondamentaux sont la fréquence Brillouin et la largeur du spectre à mi-hauteur (FWHM, *Full Width at Maximum Half*). L'influence des paramètres intrinsèques comme le dopage et la biréfringence seront présentés. L'impact des réflexions de Fresnel à l'extrémité des fibres sera également étudié.

## 4.1 Mesure du seuil Brillouin

### 4.1.1 Dispositif expérimental

L'estimation du seuil Brillouin d'une fibre optique nécessite de mesurer les puissances transmise et rétrodiffusée en fonction de la puissance injectée, c'est ce que l'on appelle un diagramme de puissance. Le montage représenté sur la figure 4.1 permet la mesure des différentes puissances mises en jeu.

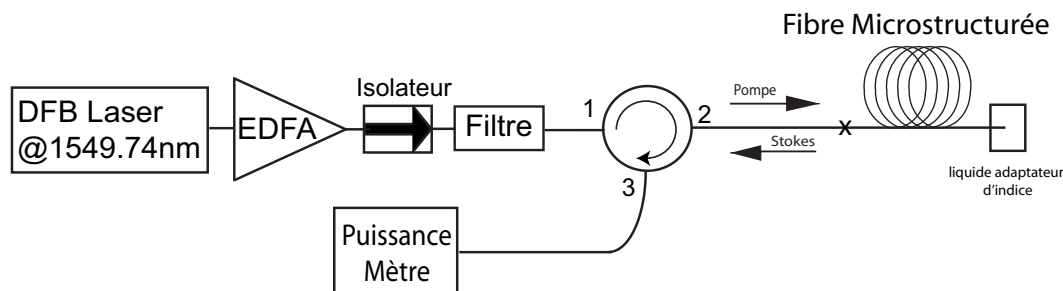


Fig. 4.1 Montage expérimental pour la mesure du seuil Brillouin.

Nous utilisons une source DFB émettant à 1550 nm et dont la largeur à mi-hauteur est inférieure à 45 kHz. Après avoir été amplifiée à l'aide d'un EDFA, la pompe est filtrée puis

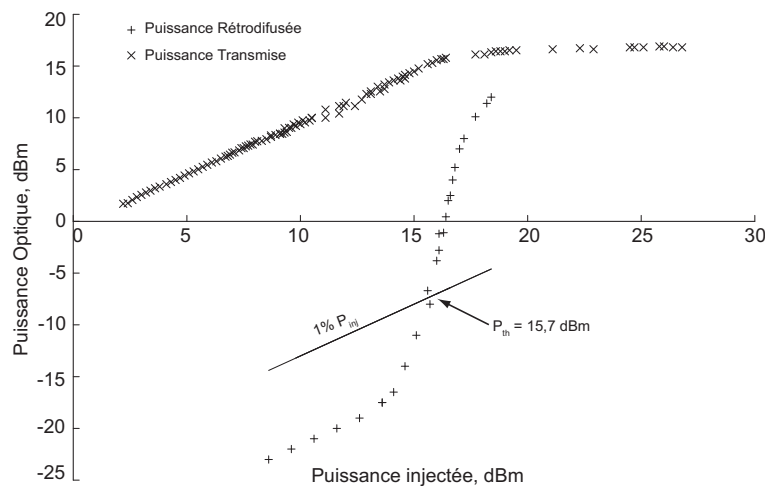
injectée dans la fibre optique par l'intermédiaire d'un circulateur. Des coupleurs de différents taux sont placés entre le filtre et le circulateur pour accroître la dynamique de mesure à partir de la plage de puissance disponible à la sortie de l'amplificateur EDFA, qui est de l'ordre de 9 dB. Enfin, nous relevons la puissance rétrodiffusée à l'aide d'un puissance mètre.

La connaissance de la puissance réellement injectée est essentielle dans la détermination du seuil Brillouin. Pour évaluer la puissance à l'entrée de la fibre, nous injectons une puissance optique suffisamment faible pour être en régime linéaire et nous ajoutons les pertes linéiques de la fibre à la puissance de sortie. Ainsi, nous tenons compte des pertes induites lors de la soudure entre la PCF et la fibre standard. Les pertes linéiques des fibres nous ont été fournies par nos partenaires industriels.

Lors de la mesure du seuil Brillouin, nous plaçons l'extrémité de la fibre dans un liquide adaptateur d'indice pour éviter les réflexions de Fresnel qui sont de l'ordre de 4%. Cette précaution est nécessaire car d'une part la définition du seuil donnée par Smith [3] est valable pour une mesure sans réflexions et d'autre part car la présence d'une réflexion à l'extrémité de la fibre réduit le seuil et perturbe le processus de diffusion [4].

Par la suite, sur les diagrammes de puissance et à titre d'information, nous indiquerons également la mesure de la puissance transmise qui est mesurée sans liquide adaptateur d'indice. Cependant, la valeur du seuil Brillouin n'est pas modifiée car ce dernier est relevé à partir de la puissance rétrodiffusée en présence de liquide adaptateur.

#### 4.1.2 Validation dans une fibre standard



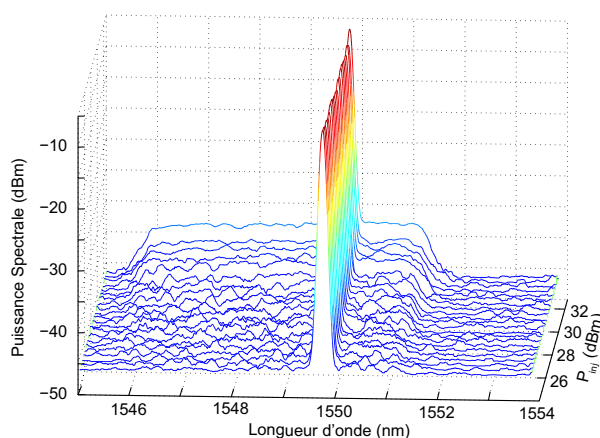
**Fig. 4.2** Puissance transmise et rétrodiffusée en fonction de la puissance injectée dans une fibre HNLF d'une longueur de 500 m. Le seuil Brillouin est de 15,7 dBm.

Nous avons reporté sur la figure 4.2, le diagramme de puissance dans une fibre HNLF. Dès que la puissance seuil est atteinte, la puissance transmise sature au profit de l'onde rétrodiffusée qui voit sa puissance croître très rapidement. A partir de l'équation 1.14 définie dans le premier chapitre, nous estimons le seuil Brillouin dans cette fibre à 16 dBm avec les paramètres suivant :  $g_B = 1,8 \cdot 10^{-11}$  m/W,  $A_{eff} = 11 \mu m^2$ ,  $L = 500m$ ,  $\alpha = 0,58$  dB/km et  $K = 1,5$ . La valeur du gain Brillouin a été déterminée en tenant compte du dopage Germanium

important de cette fibre qui est environ de 22 mol.%/G<sub>e</sub>O<sub>2</sub>. Notre mesure du seuil à 15,7 dBm est en bon accord avec le calcul théorique.

### 4.1.3 Limitation due à l'Emission Spontanée

La puissance maximale que nous pouvons utiliser dans notre dispositif de mesure est limitée par l'ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) générée dans l'amplificateur Erbium. Le filtre placé après l'amplificateur permet de limiter cette émission spontanée qui élargit considérablement le spectre de la pompe et modifie les mesures. Cependant, comme on peut le voir sur la figure 4.3, lorsque la puissance injectée dépasse 1W, l'ASE généré par l'amplificateur Erbium crée un piédestal de la largeur du filtre autour de la pompe.



**Fig. 4.3** Spectres de la puissance pompe relevés à la sortie 2 du circulateur pour des puissances de sortie de l'EDFA variant de 500 mW à 2 W.

Par conséquent, la puissance moyenne de l'onde pompe sur cette bande spectrale d'une largeur de 5nm est plus faible et réduit l'efficacité de la diffusion Brillouin. Ainsi, lorsque la puissance injectée est supérieure à 1 W, la puissance rétrodiffusée diminue. De plus, nous avons injecté une onde de puissance de 0 dBm dans l'amplificateur, qui est d'après les données constructeurs la puissance optimale pour minimiser l'ASE. Pour réduire l'émission spontanée, on peut utiliser un filtre plus fin centré sur la pompe. Néanmoins, lors de nos mesures, nous avons conservé ce filtre de 5 nm de largeur car nous n'avons jamais eu besoin d'injecter une puissance supérieure à 1 W.

### 4.1.4 Augmentation du seuil Brillouin dans les fibres photoniques

Notre technique de soudure optimisée des fibres photoniques avec des fibres standards nous a permis de mesurer le seuil Brillouin dans toutes les fibres de notre étude.

Le diagramme de puissance des fibres PCF70 et PCF4 est représenté sur la figure 4.4 et les seuils Brillouin sont respectivement de 24,25 dBm et 23,5 dBm. Nous avons beaucoup moins de dynamique pour mesurer le seuil Brillouin dans la fibre PCF4 car nous effectuons la mesure sur une longueur de 34m et le couplage dû à la soudure est plus faible ( $\approx 50\%$ ) que dans la PCF70 ( $\approx 95\%$ ). Sur le graphique de la figure 4.5(a) nous traçons l'intensité Brillouin par unité de longueur ( $I_{th} * L_{eff}$ ) pour chaque fibre photonique en fonction du diamètre de cœur. Nous observons que le seuil Brillouin est d'autant plus élevé que le diamètre de cœur

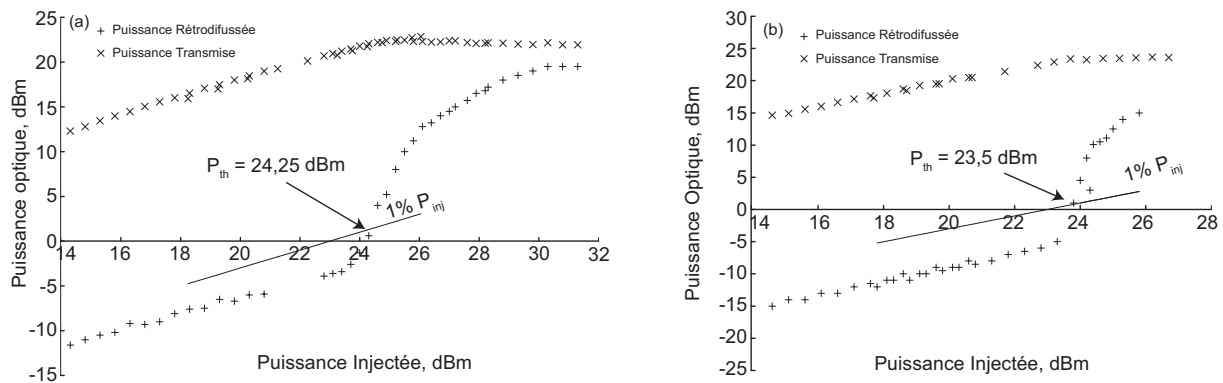


Fig. 4.4 Puissance transmise et puissance rétrodiffusée en fonction de la puissance injectée dans la fibre (a) PCF70 et (b) PCF4.

est faible. Ces résultats sont confortés par les mesures de Dainese *et al.* [5] représentées sur la figure 4.5(b).

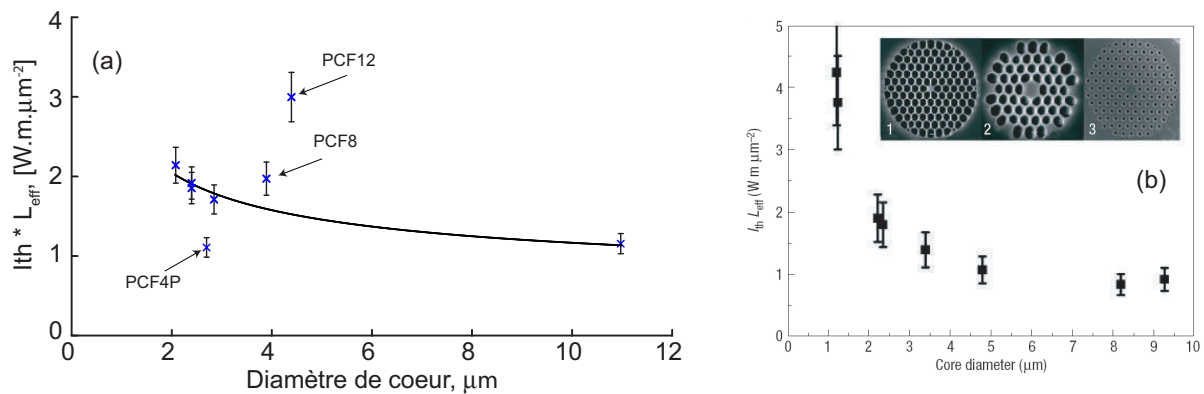


Fig. 4.5 (a) Intensité du seuil Brillouin en fonction du diamètre de cœur des fibres photoniques. Les croix représentent les mesures. La courbe ne tient pas compte des points représentant le seuil dans les fibres PCF4P, PCF8 et PCF12. (b) résultats obtenu par Dainese *et al.* [5]. Les carrés sont les résultats expérimentaux obtenus dans les fibres dont les images des sections transverses sont représentées dans les encarts.

Nous remarquons que la fibre PCF12 dont le diamètre de cœur est de  $4,4 \mu m$  ne suit pas la même évolution que les autres fibres et présente un seuil Brillouin trois fois plus élevé que dans une fibre équivalente toute silice. La définition du seuil Brillouin fait intervenir le gain Brillouin qui est inversement proportionnel à la largeur à mi-hauteur du spectre de diffusion. L'origine de cette augmentation du seuil Brillouin nécessite donc une étude plus détaillée du spectre de rétrodiffusion. Dans la suite du manuscrit, nous détaillons le montage expérimental utilisé pour caractériser le spectre de rétrodiffusion et les résultats dans les différentes fibres microstructurées. Auparavant, un état de l'art des techniques de mesure de la courbe de gain Brillouin dans les fibres optiques est présenté.

## 4.2 Caractérisation du spectre de diffusion Brillouin

### 4.2.1 État de l'art des méthodes de mesures du gain Brillouin

Nous devons les premiers travaux sur la mesure de la diffusion Brillouin dans les fibres optiques à Ippen et Stolen en 1972 [6]. A partir d'une seule source laser xénon et d'un spectromètre de type Fabry-Pérot, ils ont pu mesurer la largeur et la fréquence centrale du spectre de diffusion Brillouin. De par la simplicité de cette technique, beaucoup de travaux sur la caractérisation de la diffusion Brillouin ont été réalisés par la suite avec cette méthode [7]. En 1986, Tkach *et al.* utilisent pour la première fois une détection hétérodyne pour mesurer la concentration en Germanium des fibres optiques [8].

Par la suite, Shibata *et al.* furent les premiers à mettre à profit la possibilité d'amplifier un signal par diffusion Brillouin [9]. Ces travaux marquent la naissance de la deuxième méthode pour la caractérisation de la diffusion Brillouin dite *pompe-sonde*. Dans ce cas, deux ondes laser qui jouent le rôle de pompe et de signal sont injectées à chaque extrémité de la fibre. Le signal dont la fréquence est ajustable autour de la fréquence Brillouin est amplifié au cours de la propagation et donne accès à la courbe de gain. Cependant, cette technique nécessite une très grande stabilité des deux sources laser. Pour simplifier la mise en œuvre de cette méthode, Niklés *et al.* ont mis en place un dispositif utilisant une seule source laser [10]. Dans cette configuration, le signal est généré à l'aide d'un modulateur électro-optique dont la fréquence de commande est de l'ordre du décalage Brillouin. Cette technique marque la seconde famille de méthode utilisée pour caractériser la diffusion Brillouin. La technique *pompe-sonde* donne les meilleurs résultats mais elle est difficile à mettre en place dans la mesure où elle fait intervenir beaucoup de composants. De plus, cette technique nécessite de souder la fibre optique aux deux extrémités. Cette particularité est une limitation importante pour des mesures dans les fibres photoniques dans la mesure où les soudures sont difficiles à réaliser et apportent beaucoup de pertes. Par conséquent, nous avons mis en place une mesure par détection hétérodyne que nous détaillons dans le paragraphe suivant.

### 4.2.2 Mise en œuvre du banc de mesure

Le mélange de l'onde Stokes générée à travers le processus de diffusion Brillouin et de la pompe donne un signal exploitable dans le domaine radiofréquence. Cette méthode appelée *détection hétérodyne* met à profit la résolution spectrale électrique qui est bien meilleure que la résolution optique. Le montage expérimental est représenté sur la figure 4.6.

La largeur spectrale de la source DFB qui est de l'ordre de 45 kHz est très inférieure à la largeur du spectre de diffusion Brillouin. Par conséquent, nous pouvons considérer que le battement entre les deux ondes pompe et Stokes correspond au spectre de diffusion Brillouin. Dans le cas contraire, il faut déconvoluer le spectre de la pompe pour avoir accès au spectre de diffusion Brillouin. Tous les paramètres de la diffusion Brillouin sont alors modifiés et la précision est moindre. Un coupleur 50/50 sépare la source laser en deux. La première moitié, qui joue le rôle de pompe, est injectée dans la fibre après avoir été amplifiée par l'EDFA et filtrée. La deuxième partie est mélangée à l'onde Stokes à travers un coupleur 50/50. L'onde résultante est convertie en un signal électrique à l'aide d'une photodiode, amplifié avant d'être observé sur l'analyseur de spectre électronique (ESA). Le puissance-mètre placé sur l'autre

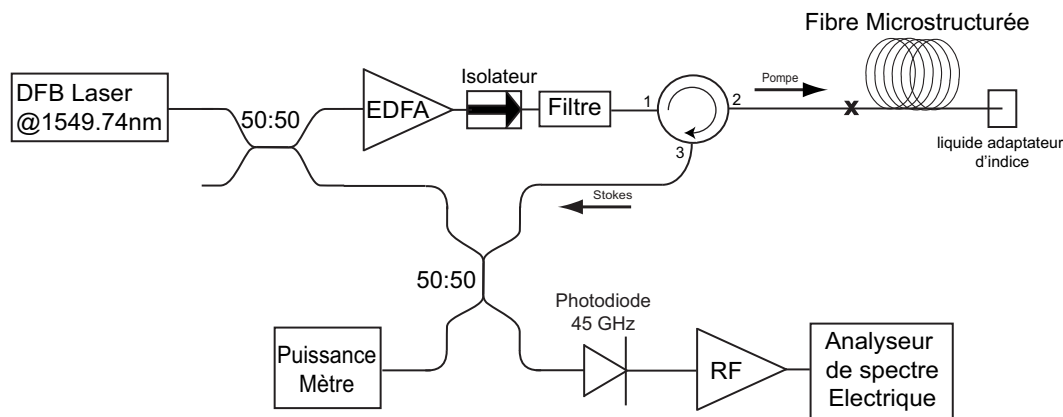


Fig. 4.6 Montage expérimental basé sur une détection hétérodyne pour la caractérisation du spectre de rétrodiffusion Brillouin.

sortie du coupleur permet de contrôler la puissance envoyée sur la photodiode qui ne doit pas dépasser 1mW, pour ne pas endommager la photodiode. Lorsque la puissance rétrodiffusée est trop importante, un atténuateur variable est placé entre la sortie 3 du circulateur et le coupleur 50/50.

Un programme réalisé avec Matlab relève les spectres de diffusion pour différentes puissances de sortie de l'amplificateur EDFA. Le bruit introduit par la photodiode, l'amplificateur RF et l'ESA est enlevé sur chaque spectre. Ensuite, un traitement mathématique donne la largeur à mi-hauteur (FWHM) du spectre de diffusion et permet de déterminer les paramètres d'une Lorentzienne et d'une Gaussienne qui se superposent aux courbes expérimentales.

### 4.2.3 Validation dans une fibre standard

Pour vérifier le bon fonctionnement de notre dispositif expérimental, nous avons relevé le spectre de diffusion dans une fibre HNLF dont le cœur est fortement dopé au *Germanium*.

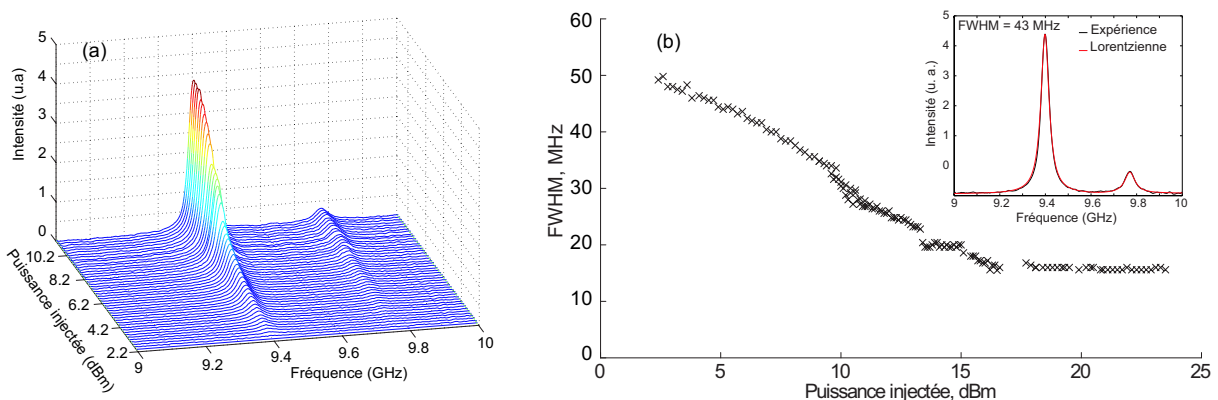


Fig. 4.7 Mesures dans une fibre HNLF d'une longueur de 500m : (a) évolution du spectre rétrodiffusée et (b) largeur à mi-hauteur (FWHM) en fonction de la puissance injectée. Encart, spectre de diffusion relevé pour une puissance injectée inférieure à 10dB par rapport au seuil Brillouin. Nous observons deux pics dans le spectre de diffusion aux fréquences de 9,4 GHz et 9,77 GHz. En rouge, double Lorentzienne à la fréquence des deux pics.



La figure 4.7(a) représente l'évolution du spectre Brillouin en fonction de la puissance injectée pour une plage de puissance de sortie de l'EDFA. L'ajout de différents coupleurs nous permet de relever le spectre Brillouin sur une grande plage de puissances. Ensuite, nous traçons la largeur à mi-hauteur du spectre pour différentes configurations et nous obtenons le graphique représenté sur la figure 4.7(b).

Comme on peut le voir sur la figure 4.7(a), le spectre de diffusion est composé de deux pics dont les fréquences sont 9,4 GHz et 9,77 GHz. Ces informations nous donnent accès à la composition géométrique de la fibre optique. La présence de plusieurs pics dans le spectre de diffusion est liée au profil d'indice de cette fibre [11]. L'ajout de Germanium dans le cœur de la fibre diminue la vitesse des ondes acoustiques et augmente la valeur de l'indice effectif. Ainsi, la fréquence Brillouin décroît de manière linéaire avec la concentration en Germanium et explique la fréquence beaucoup plus faible du pic principal (9,4 GHz) par rapport à la silice (11 GHz). La présence du deuxième pic à une fréquence un peu plus élevée peut être liée à la présence d'un deuxième guide constitué de *germanium* entre le cœur très fortement dopé et la gaine de silice. Toutefois, le cœur de la fibre autorise la propagation de plusieurs modes acoustiques [12]. Dans ce cas, les deux pics observés dans le spectre de diffusion correspondent à deux modes acoustiques confinés dans le cœur. La figure 4.7(b) représente la largeur à mi-hauteur du pic principal en fonction de la puissance injectée. Comme on peut le voir, l'ajout de Germanium augmente également la largeur de la courbe de gain Brillouin. Notre mesure de 50 MHz (au lieu de 23 MHz dans une fibre standard) la largeur du spectre de diffusion spontanée est en bon accord avec l'estimation du dopage Germanium de 22 mol.%GeO<sub>2</sub>. La résolution du spectre de diffusion est limitée par la fenêtre de l'ESA puisque, quelque soit la fenêtre utilisée le spectre est toujours constitué de 501 points. Dans notre exemple, la fenêtre spectrale étant de 1 GHz, la résolution spectrales est de l'ordre de 2 MHz, ce qui est beaucoup trop élevé pour mesuré précisément des largeurs inférieures à 25 MHz. Dans ce cas des mesures avec une fenêtre spectrale plus fine seront réalisées.

## 4.3 Caractéristiques générales de la courbe de gain Brillouin dans les fibres photoniques

### 4.3.1 Allure du spectre de diffusion Brillouin

Les spectres de diffusion dans les fibres photoniques sont très différents de ceux obtenus dans une fibre standard. La figure 4.8 représente l'évolution des spectres Brillouin dans les fibres PCF12 et PCF6 en fonction de la puissance injectée. Nous observons des spectres asymétriques qui laissent apparaître plusieurs pics répartis autour de la fréquence principale. Malgré le fait que les fibres étudiées ont des géométries de microstructure très proches, les spectres de diffusion Brillouin n'ont pas la même allure.

Notons tout d'abord que dans les fibres standard, il existe aussi des spectres de diffusion Brillouin constitués de plusieurs pics. En effet, nous avons vu que dans une fibre HNLF, l'ajout de certains dopants dans le cœur, comme le Germanium, permettait de guider des modes acoustiques à des fréquences différentes. En reportant sur la figure 4.9(a) la fréquence principale du spectre de gain Brillouin en fonction du diamètre de cœur, nous pouvons observer une diminution du décalage Brillouin lorsque les dimensions de la microstructure

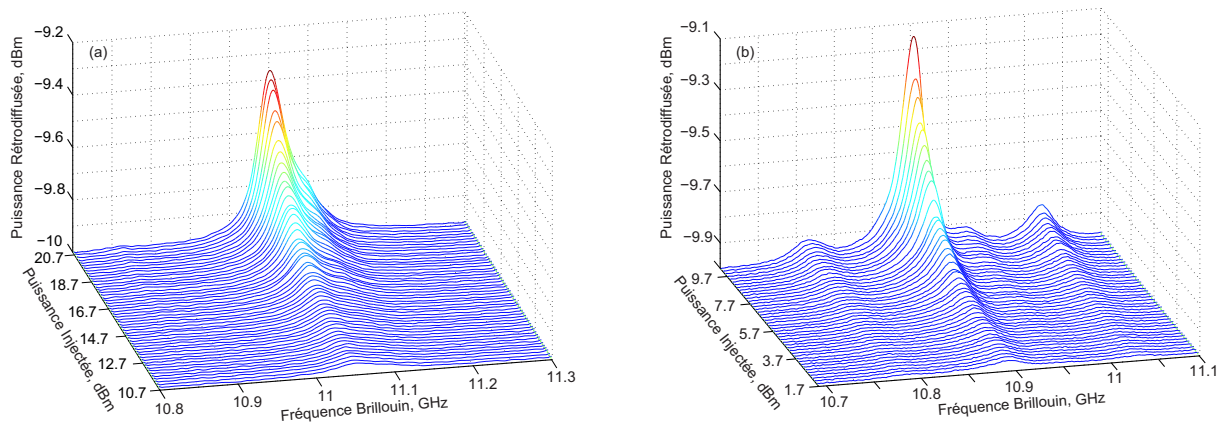


Fig. 4.8 Spectres de diffusion Brillouin en fonction de la puissance injectée dans la fibre (a) PCF12 et (b) PCF6.

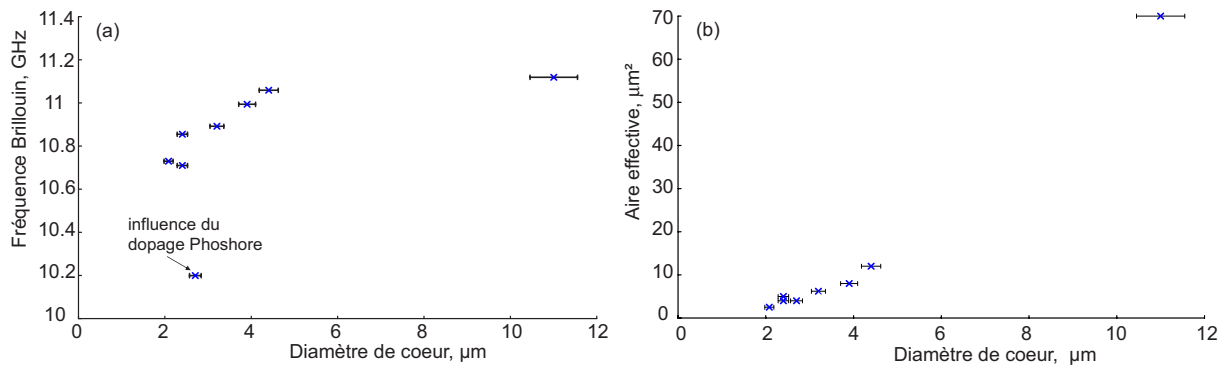


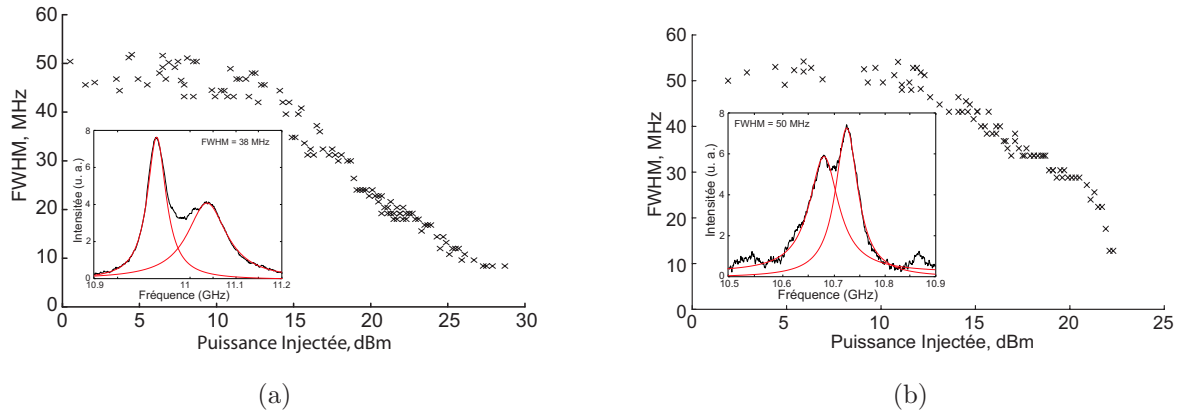
Fig. 4.9 (a) fréquence principale du spectre de rétrodiffusion Brillouin et (b) aire effective dans les fibres photoniques en fonction de leur diamètre de cœur. L'incertitude sur la mesure de la taille du cœur est de 10%.

diminuent. Cette variation suit la diminution de l'indice effectif du mode optique fondamental en fonction du diamètre de cœur équivalent aux variations de l'aire effective représentées sur la figure 4.9(b). Le point en dehors de la courbe représente la mesure dans la fibre dopée Phosphore. Nous discuterons ce cas particulier dans la suite du manuscrit.

### 4.3.2 Largeur du spectre de diffusion Brillouin

La présence de plusieurs pics dans le spectre de diffusion rend difficile la mesure de la largeur à mi-hauteur de celui-ci. Par exemple, dans le cas de la fibre PCF8 (voir figure ??), les deux pics sont très proches l'un de l'autre. De plus, cette difficulté de mesure se traduit par des mesures moins précises pour des puissances injectées très inférieures au seuil Brillouin.

Nous avons représenté sur la figure 4.10 la largeur à mi-hauteur du pic principal du spectre de diffusion Brillouin en fonction de la puissance injectée dans les fibres PCF2.5 et PCF8. Les pics secondaires présents dans le spectre de ces deux fibres n'ont pas été pris en compte. On remarque également que les différents pics qui constituent le spectre Brillouin ont une forme Lorentzienne à basse puissance, caractéristique de la diffusion Brillouin spontanée. Nous avons également vérifié que les pics qui constituent le spectre de diffusion ont une largeur qui respecte bien une loi de décroissance exponentielle lorsque la puissance injectée augmente.



**Fig. 4.10** Largeur à mi-hauteur du pic principal du spectre de diffusion dans la fibre (a) PCF8 et (b) PCF2.5. Les encarts représentent les spectres de diffusion pour une puissance injectée cent fois plus faible que le seuil Brillouin.

### 4.3.3 Gain Brillouin

Le tableau 4.1 résume les résultats des mesures de la courbe de gain Brillouin de chacune des fibres testées. Le cas de la fibre PCF4P dopée au phosphore sera détaillé dans la suite du manuscrit. Les spectres spontanés des trois fibres PCF2.5, PCF6 et PCF8 présentent des largeurs légèrement inférieures à 50 MHz en bon accord avec l'augmentation du seuil Brillouin d'environ un facteur deux. D'après ces mesures, on remarque que la fibre PCF12 est la seule à présenter un spectre dont la largeur est de 80 MHz. Cet élargissement est en bon accord avec l'augmentation du seuil Brillouin d'environ un facteur trois observé pour cette fibre. On remarque toutefois que les pics secondaires n'interviennent pas dans l'estimation du seuil Brillouin malgré des amplitudes parfois importantes.

Paramètres	PCF2.5	PCF4	PCF5	PCF6	PCF8	PCF12	PCF70	SMF28
$\nu_B$ , [GHz]	10,731	10,856	10,711	10,893	10,995	11,06	11,12	11,2
$\nu_{B2}$ , [GHz]	10,682	10,765	10,9	10,785	11,076	11,095	-	-
$\nu_{B3}$ , [GHz]	-	10,93	-	10,95	-	-	-	-
$\nu_{B4}$ , [GHz]	-	11,012	-	11,028	-	-	-	-
$\Delta\nu_B$ , [MHz]	50	64	64	47	45	80	32	23
$n_{\text{eff}}$	1,395	1,416	1,393	1,416	1,43	1,438	1,446	1,458
$g_B$ , [ $10^{-11}$ m/W]	1,11	0,95	0,86	1,32	1,47	0,87	2,24	3,2

**Tab. 4.1** Fréquences Brillouin des différents pics et largeur à mi-hauteur du pic principal constituant le spectre Brillouin spontané dans les différentes PCF testées. Le gain Brillouin est calculé à partir des mesures.  $\lambda_p = 1549.97$  nm.

A partir du spectre de diffusion Brillouin, nous estimons le gain Brillouin dans les différentes fibres. En effet, comme on peut le voir dans l'équation ci-dessous, le gain Brillouin

dépend de l'indice effectif et de la largeur à mi-hauteur du spectre de diffusion spontanée.

$$g_B = \frac{2 \pi n_{\text{eff}}^7 p_{12}^2}{c \lambda_p^2 \rho_0 v_A \Delta\nu_B} \quad (4.1)$$

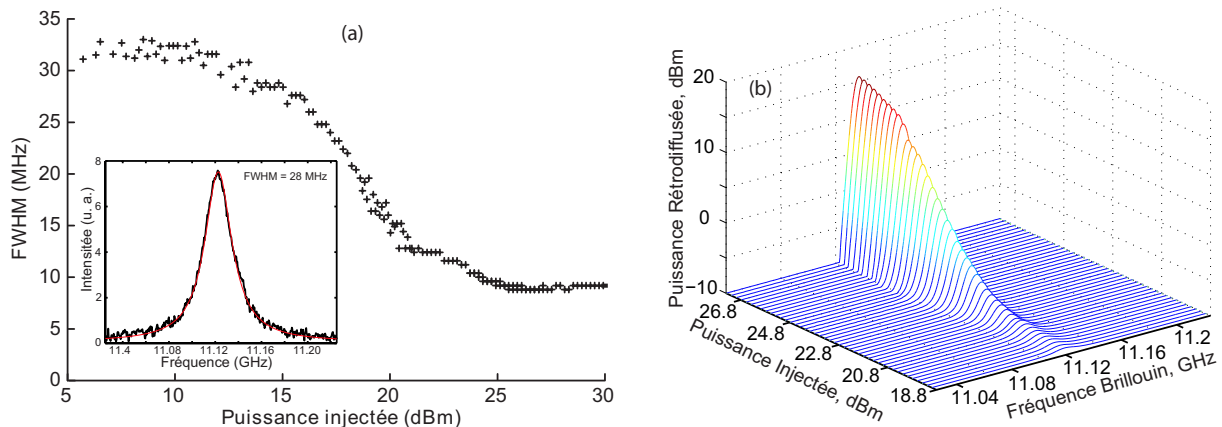
Dans toutes les fibres photoniques nous calculons un gain Brillouin très inférieur à celui d'une fibre standard. Cependant, il faut noter que nous ne prenons en compte que le mode principal dans le calcul du gain. Le calcul du gain Brillouin dans la PCF2.5 est en bon accord avec la mesure effectuée dans une fibre photonique quasi-identique par Robert *et al.* [13] qui trouvent un gain Brillouin de  $1,21 \cdot 10^{-11}$  m/W.

Dans la suite du manuscrit, nous détaillons les spectres de rétrodiffusion obtenus dans des PCF ayant des caractéristiques optiques et géométriques particulières. Nous présentons également quelques pistes d'explications sur l'origine des spectres de diffusion Brillouin multiples.

## 4.4 Influence des paramètres intrinsèques sur la courbe de gain Brillouin

### 4.4.1 Diffusion Brillouin dans une PCF de grande Aire Effective

Nous présentons les mesures du spectre de rétrodiffusion dans la fibre PCF70 qui possède des propriétés, comme son aire effective ( $\sim 70\mu\text{m}^2$ ), très proches des fibres standard. Nous avons montré dans la partie précédente que le seuil Brillouin dans cette fibre était en bon accord avec l'estimation théorique.



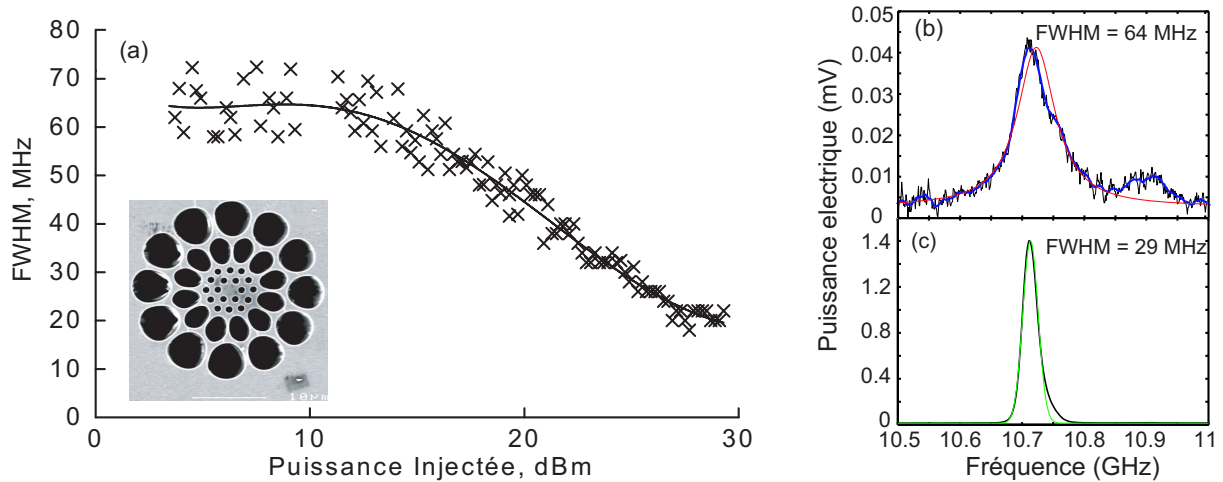
**Fig. 4.11** (a) largeur à mi-hauteur du spectre de rétrodiffusion Brillouin en fonction de la puissance injectée dans la PCF70. Encarts, spectre de diffusion pour une puissance injectée de 14,2 dBm et images MEB de la section transverse. En rouge, superposition d'une Lorentzienne avec les mêmes paramètres que la courbe expérimentale. (b) évolution du spectre Brillouin pour une puissance injectée variant de 75 mW à 500 mW.

Contrairement aux mesures de diffusion Brillouin de gaine présentées dans le chapitre précédent, où la microstructure modifie complètement la répartition des modes acoustiques transverse, cette microstructure ne semble pas affecter le spectre de rétrodiffusion Brillouin dans cette fibre qui reste proche de celui observé dans une fibre standard toute silice. Nous reportons sur la figure 4.11(a) la mesure de la largeur à mi-hauteur du spectre de

rétrodiffusion en fonction de la puissance injectée. La largeur du spectre spontanée de 32 MHz est légèrement supérieure à celle d'une fibre standard et s'explique par une variation des dimensions de la microstructure le long de la fibre. En effet, les fluctuations de la microstructure le long de la fibre modifie localement l'indice effectif du mode optique et par conséquent la fréquence Brillouin est décalée. Nous détaillerons cette particularité dans le chapitre 5. Les différentes mesures effectuées dans cette fibre nous permettent d'estimer le gain Brillouin à  $2,4 \cdot 10^{-11}$  m/W. Cette valeur, légèrement inférieure au gain mesuré dans la silice, est due à la largeur du spectre Brillouin mesurée à 32 MHz.

#### 4.4.2 Impact d'une double structure photonique

Nous avons étudié dans le chapitre précédent l'impact de la double structure photonique de la PCF5 sur le spectre de diffusion Brillouin vers l'avant où la microstructure empêche la formation des modes acoustiques transverses au dessus d'une fréquence de 400 MHz. Nous avons représenté sur la figure 4.12(b-c) les spectres de diffusion dans la PCF5 pour différentes puissances injectées. Le spectre Brillouin dans cette fibre est composé de deux pics séparés de 189 MHz. Contrairement à la plupart des autres fibres photoniques, l'amplitude du deuxième pic est très faible. Cependant, ce pic donne un spectre qui n'est pas symétrique comme on peut le voir sur les spectres de la figure 4.12(b-c).

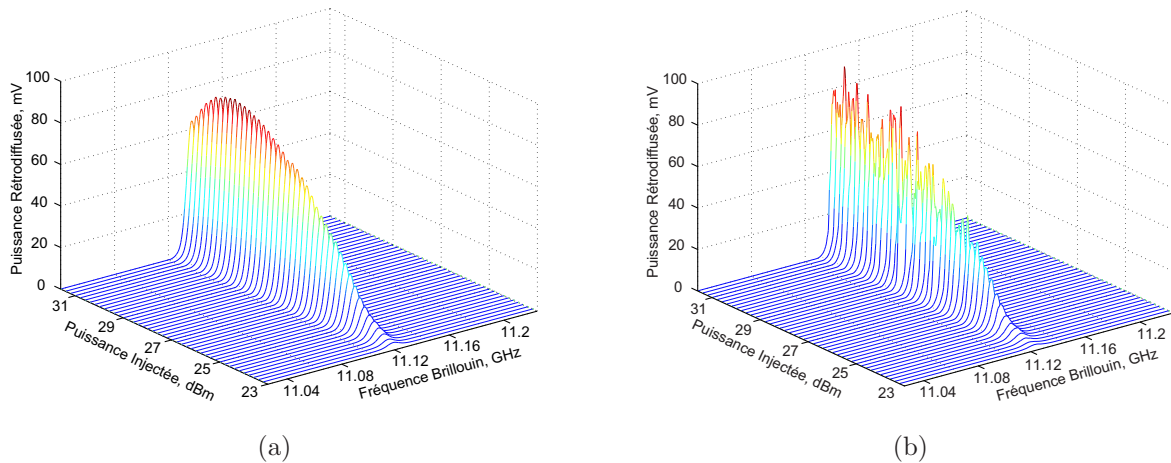


**Fig. 4.12** (a) largeur à mi-hauteur du pic principal du spectre de rétrodiffusion Brillouin en fonction de la puissance injectée dans la PCF5. Encart, image MEB de la section transverse de la PCF5. Spectre de diffusion Brillouin pour une puissance injectée par rapport au seuil Brillouin de (b) -10 dB, (c) 0 dB. Les courbes en rouge et en vert sont respectivement une Lorentzienne et une Gaussienne.

La présence d'un deuxième pic à droite de la fréquence centrale crée un épaulement à droite et confère au spectre une largeur assez importante de 64 MHz (figure 4.12). Nous possédons un échantillon de 50m de cette fibre et notre banc de mesure ne permet pas d'explorer toute la dynamique au dessus du seuil dans la mesure où nous ne pouvons pas injecter une puissance supérieure à 1W.

### 4.4.3 Effet des réflexions de Fresnel

Nous avons étudié l'impact des réflexions de Fresnel sur le spectre de diffusion Brillouin en laissant l'extrémité de la fibre à l'air libre. Les réflexions de Fresnel à l'extrémité d'une fibre sont de l'ordre de 4% (interface silice/air) et transforment la fibre optique en une cavité.



**Fig. 4.13** Evolution du spectre de diffusion Brillouin dans la PCF70 pour la même puissance injectée lorsque l'extrémité de la fibre est placée : (a) dans un liquide adaptateur d'indice et (b) dans l'air.

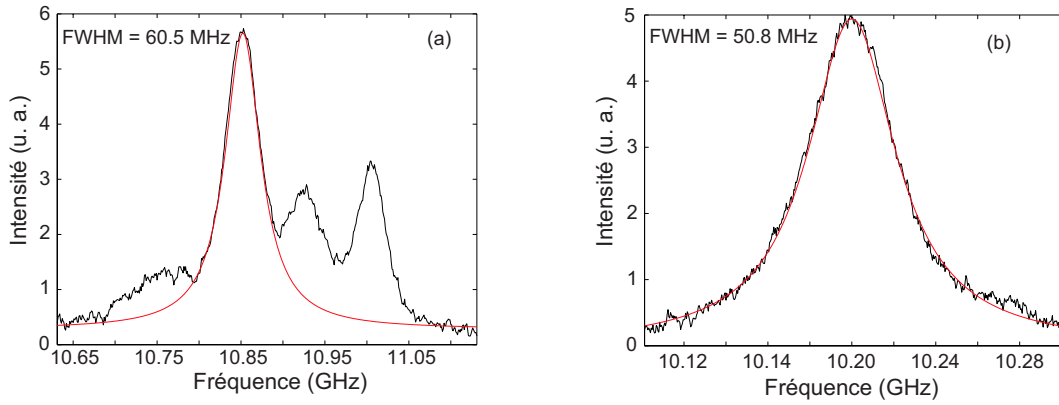
Sur la figure 4.13 nous avons représenté l'évolution du spectre de diffusion Brillouin en fonction de la puissance injectée dans la PCF70 lorsque l'extrémité de la fibre est placée dans l'air et dans un liquide adaptateur d'indice. Cette cavité a pour effet de réduire le seuil Brillouin et modifie le processus de diffusion Brillouin comme on peut le voir sur la figure 4.13(b). Lorsque la puissance injectée est supérieure au seuil Brillouin, le spectre rétrodiffusé devient très instable [4]. Une étude plus approfondie sur le comportement de la diffusion Brillouin dans des cavités est nécessaire. Par exemple, il serait intéressant d'étudier l'impact des différents pics constituant le spectre Brillouin sur le fonctionnement d'un laser Brillouin.

### 4.4.4 Influence du dopage phosphore

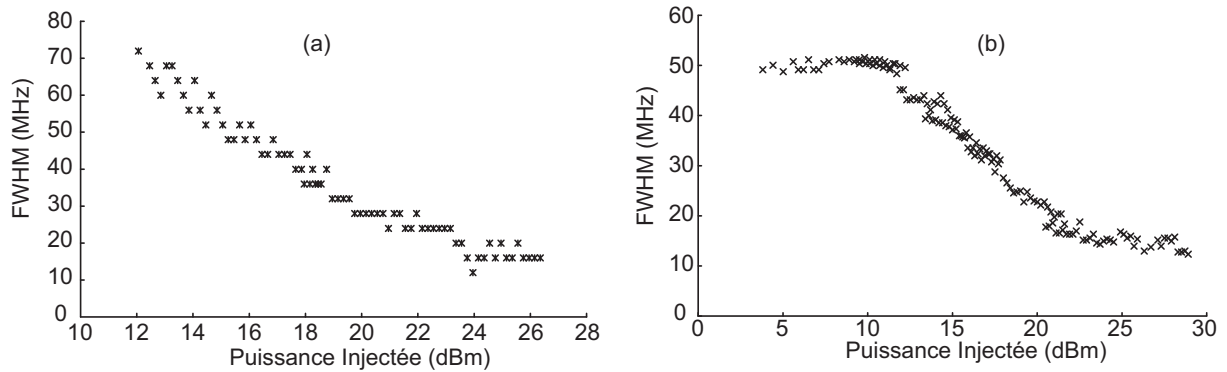
Nous avons caractérisé la diffusion Brillouin dans une fibre photonique dont le cœur est dopé au phosphore (PCF4P), ce qui lui confère une différence d'indice par rapport à la silice de  $7.10^{-3}$ . Le spectre Brillouin dans cette fibre pour une puissance injectée cent fois plus faible que le seuil Brillouin est représenté sur la figure 4.14(b).

Contrairement à la fibre de même aire effective (figure 4.15(a)), le spectre de diffusion est constitué d'un seul pic qui a une forme Lorentzienne centré à la fréquence de 10,162 GHz et dont la largeur à mi-hauteur est de 51 MHz (voir figure 4.15(b)). Ces paramètres sont caractéristiques des fibres dopées au phosphore [9].

Nous avons obtenu un spectre de diffusion Brillouin avec des caractéristiques identiques dans une fibre non-microstructurée mais possédant le même pourcentage de dopage Phosphore. Nous pouvons en déduire que le spectre de diffusion dans cette fibre PCF4P est uniquement lié au dopage. Par conséquent, les ondes optiques et acoustiques sont guidées



**Fig. 4.14** Spectres de diffusion Brillouin pour une puissance injectée cent fois plus faible que le seuil Brillouin dans la fibre (a) PCF<sub>4</sub> et (b) PCF<sub>4</sub>P. En rouge, superposition d'une Lorentzienne.



**Fig. 4.15** Largeur à mi-hauteur du pic principal du spectre Brillouin dans la fibre (a) PCF<sub>4</sub> et (b) PCF<sub>4</sub>P en fonction de la puissance injectée.

dans la région de plus faible indice créée par le dopage phosphore et la microstructure située autour joue un rôle beaucoup moins important en ce qui concerne le guidage des ondes. Ce résultat est confirmé par les mesures réalisées dans la fibre PCF<sub>4</sub> qui possède une microstructure avec des dimensions très proches de la fibre PCF<sub>4</sub>P. Dans la fibre PCF<sub>4</sub>, le spectre de diffusion Brillouin est constitué de quatre pics (voir figure 4.14(a)). La fréquence du pic principal est de 10,823 GHz et la largeur du spectre est de 64 MHz (voir figure 4.15(a)). Malgré des dimensions de microstructure similaires, les spectres de diffusion dans les fibres PCF<sub>4</sub>P et PCF<sub>4</sub> sont très différents l'un de l'autre ce qui prouve que le mécanisme de guidage est différent dans les deux fibres. Au regard de ces résultats, nous pouvons conclure que les pics secondaires dans les PCF sont dus à la microstructure.

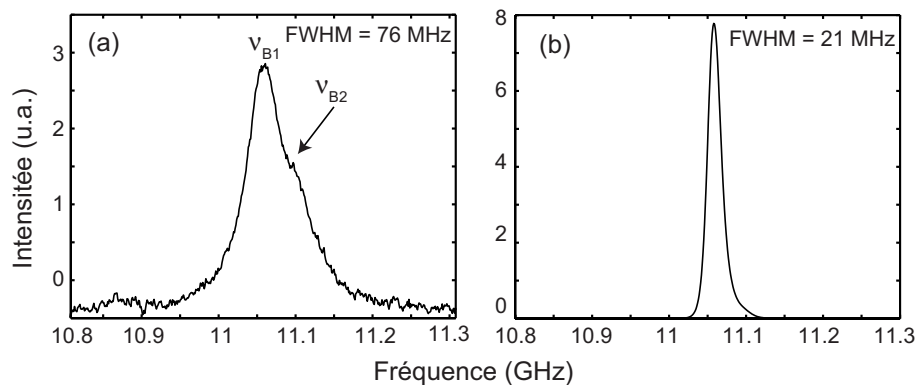
#### 4.4.5 Effet de la biréfringence

Certaines fibres ont des biréfringences non négligeables, induites par la forme de la microstructure hexagonale qui ne possède pas une symétrie parfaite d'ordre six. La fréquence Brillouin étant directement liée à l'indice de réfraction vu par l'onde optique, une biréfringence même très faible produit un spectre de diffusion avec deux pics, chacun de ces pics correspondant à un des deux axes de biréfringence. L'écart en fréquence entre ces deux pics est

reliée à la biréfringence par la relation suivante :

$$\Delta\nu_B = \frac{2 \Delta n v_a}{\lambda_P} \quad (4.2)$$

Nous avons représenté sur la figure 4.16 les spectres de diffusion dans la PCF12 pour différentes puissances de pompe. Comme on peut le voir, le spectre spontané est constitué de deux pics séparés de 35 MHz, ce qui conduit à un spectre d'une largeur de 80 MHz. Cette augmentation d'un facteur trois par rapport à une fibre standard explique l'augmentation du seuil Brillouin relevé dans cette fibre.



**Fig. 4.16** Spectres de diffusion Brillouin dans la fibre PCF12 pour une puissance injectée par rapport au seuil Brillouin de (a) -10 dB, (b) 0 dB. Les deux pics sont séparés de 35 MHz.

La biréfringence  $\Delta n$  de cette fibre est estimée par le constructeur à  $5.10^{-5}$ . D'après l'équation 4.2 cette différence d'indice correspond à un écart de 0,38 MHz entre deux pics. Cette valeur est donc trop faible pour être à l'origine du deuxième pic décalé de 35 MHz par rapport au pic principal. Considérons également le cas de la fibre PCF2.5 (figure 4.10(b)) qui présente un spectre de diffusion constitué de deux pics séparés de 50 MHz. Un tel écart en fréquence serait équivalent à une biréfringence très importante de  $6,4.10^{-3}$ . Ce résultat n'est pas réaliste car une mesure de la biréfringence dans cette fibre a été réalisée et donne une valeur dix fois plus faible (voir Annexe 3).

La biréfringence joue un rôle dans l'allure du spectre de diffusion dans la mesure où elle crée un élargissement du spectre de quelques MHz mais elle n'explique pas la présence de deux pics éloignés dans le spectre de diffusion.

#### 4.4.6 Cas d'une fibre optique multimode

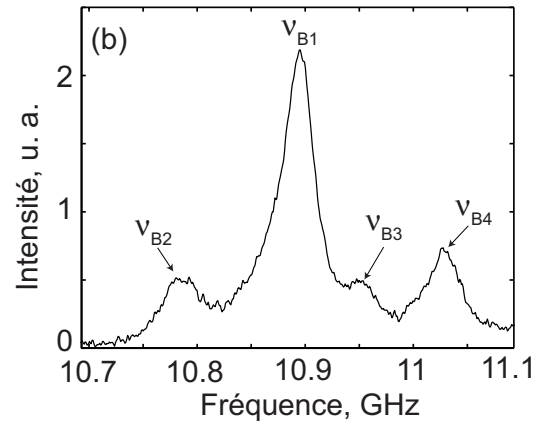
De par les dimensions de la gaine microstructurée qui est constituée de trous proches les uns des autres, certaines des fibres photoniques utilisées sont multimodes. Le calcul de la fréquence Brillouin dépend, entre autres, de l'indice effectif du mode optique. Cette dépendance nous a permis de calculer l'indice effectif des modes optiques fondamentaux.

Nos calculs sont en bon accord avec les données fournies par le constructeur. Par exemple, dans la PCF6 pour le mode fondamental, la mesure de la fréquence Brillouin donne un indice effectif de 1,416 alors que Draka Comteq trouve un indice effectif de 1,412. Nous avons reporté sur la figure 4.17(a) un tableau regroupant les valeurs des indices effectifs des modes



Paramètres	LP11s			
$\nu_B$ , [GHz]	10,54	10,52	10,51	10,50
$n_{\text{eff}}$	1,3661	1,3633	1,3636	1,3613
$A_{\text{eff}}$ , [ $\mu\text{m}^2$ ]	7,63	6,43	7,42	6,94

(a)



**Fig. 4.17** (a) calcul des fréquences Brillouin à partir des indices effectifs des modes optiques d'ordre supérieur LP11s dans la PCF6 avec  $v_a = 5960$  m/s. (b) spectre de diffusion pour une puissance injectée cent fois plus faible que le seuil Brillouin dans la PCF6. Nous observons clairement quatre pics aux fréquences  $\nu_{B1} = 10,893$  GHz,  $\nu_{B2} = 10,785$  GHz,  $\nu_{B3} = 10,95$  GHz,  $\nu_{B4} = 11,028$  GHz.

d'ordres supérieur LP11s dans la PCF6 calculés par Draka Comteq. Les modes optiques d'ordre supérieur ont des indices effectifs plus petit que celui du mode fondamental, cela signifie qu'ils formeraient des pics à des fréquences acoustiques plus petites que la fréquence principale du spectre Brillouin. D'après nos calculs reportés dans le tableau de la figure 4.17(a), les modes optiques d'ordres supérieurs créeraient ainsi des pics à des fréquences autour de 10,50 GHz dans la PCF6. Toutefois, d'après nos mesures, les pics du spectre Brillouin se situent entre 10,75 GHz et 11,05 GHz. Nous pouvons conclure que les différents pics observés dans le spectre Brillouin ne sont pas liés au caractère multimode optique des PCFs.

## 4.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons tout d'abord montré que le seuil Brillouin dans une fibre photonique air-silice est d'autant plus élevé que son diamètre de cœur est petit [14]. Par exemple dans la PCF2.5, dont le diamètre de cœur est de 2,1  $\mu\text{m}$ , le seuil Brillouin est deux fois plus élevé que dans une fibre toute silice possédant les mêmes caractéristiques. Ensuite, des mesures du spectre de diffusion Brillouin ont été réalisées par détection hétérodyne et ont révélé la présence de plusieurs pics. La répartition des pics dans le spectre de diffusion est différente dans chaque fibre. De plus, nous avons observé que la fréquence Brillouin du pic principal décroît de la même manière que l'indice effectif du mode optique. Le pic principal est souvent plus large que celui mesuré dans une fibre toute silice. Cet élargissement est en bon accord avec les mesures du seuil Brillouin plus élevé dans ces fibres. Notons toutefois que les pics secondaires situés dans le spectre ne semblent pas intervenir dans l'estimation du seuil Brillouin même si certains ont des amplitudes très importantes. Cependant, lorsque la différence de fréquence entre deux pics est suffisamment faible (inférieure à 40 MHz) et qu'il n'est pas possible de les différencier alors le spectre est beaucoup plus large et le seuil augmente de façon significative. C'est particulièrement le cas de la fibre PCF12. Les différentes mesures du spectre de diffusion, comme la largeur à mi-hauteur et la fréquence Brillouin, nous

ont permis de calculer le gain Brillouin qui est très inférieur dans ces différentes fibres microstructurées à celui d'une fibre toute silice. Toutefois, une mesure directe du gain Brillouin permettrait de vérifier cette conclusion.

Concernant l'origine de ces spectres multiples, nous avons vérifié que la biréfringence des fibres et le caractère multimode optique n'explique pas l'allure des spectres. La première hypothèse mise en avant est l'influence des variations de la microstructure le long de la fibre [15]. Furusawa *et al.* ont mesuré le spectre Brillouin dans des tronçons de fibre d'une longueur de 2 m et ils ont montré que la variation des dimensions modifie localement l'indice effectif et par conséquent la fréquence Brillouin. Ainsi, le spectre de diffusion s'élargit et le seuil Brillouin augmente. Un spectre de diffusion Brillouin d'une largeur de 100 MHz a été mesuré dans une fibre dont les dimensions de la microstructure varient d'environ 20% sur toute la longueur. Cet effet fut mis à profit par cette équipe pour créer des fibres microstructurées dont les dimensions varient le long de la PCF [16]. Par conséquent ces fibres ont des propriétés de dispersion et des coefficients non linéaires différents le long de la fibre avec un seuil Brillouin élevé. Néanmoins, la présence de ces pics secondaires dont les intensités sont très importantes ne peut pas être expliquée par les seules variations de la microstructure le long de la fibre. La forme et la taille de la microstructure jouent un rôle prépondérant dans la présence de ces pics comme le montrent les mesures effectuées dans les fibres PCF4P et PCF4. En effet, dans la PCF4P nous observons un spectre de diffusion quasi identique à celui d'une fibre non microstructurée dont le cœur est constitué du même taux de dopage phosphore. Nous pouvons en déduire que dans la PCF4P, le guide induit par le dopage réduit considérablement l'influence de la microstructure. Le spectre de diffusion Brillouin dans la PCF4, qui possède une géométrie très proche de la PCF4P, est quant à lui constitué de plusieurs pics. Plus récemment, une étude a été menée sur l'influence de la longueur d'onde de pompe sur le spectre de diffusion dans une fibre photonique de faible aire effective [17]. Contrairement au cas des fibres standard où la longueur d'onde de pompe ne modifie pas l'allure du spectre Brillouin [18], dans les PCF, une compétition entre les pics qui constituent le spectre est observée. En particulier, la fréquence et l'amplitude des pics n'évoluent pas linéairement en fonction de la longueur d'onde de pompe. Cependant, ces travaux ne donnent aucune explication sur la présence des deux modes dans le spectre de diffusion.

Les mesures du spectre de diffusion présentées dans ce chapitre ont été effectuées à la sortie de la fibre. Afin de mieux comprendre le processus de la diffusion Brillouin dans les fibres microstructurées, et plus particulièrement mesurer l'influence des variations de la microstructure le long de la fibre, nous avons réalisé des mesures distribuées de la courbe de gain Brillouin. Ces résultats font l'objet du chapitre suivant.

## Bibliographie

- [1] V. Laude, A. Khelif, S. Benchabane, M. Wilm, T. Sylvestre, B. Kibler, A. Mussot, J. M. Dudley et H. Maillotte, “Phononic band-gap guidance of acoustic modes in photonic crystal fibers”, *Phys. Rev. B*, **71**, pp. 045107 (2005).
- [2] V. I. Kovalev et R. G. Harrison, “Threshold for stimulated Brillouin scattering in optical fibres”, dans *European Conference of Optical Communication, ECOC* (16-20 Septembre, 2007, Berlin, Allemagne).
- [3] R. G. Smith, “Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering”, *Appl. Opt.*, **11**, n° 11, pp. 2489 (1972).
- [4] M. Dämmig, G. Zinner, F. Mitschke et H. Welling, “Stimulated Brillouin Scattering in fibers with and without external feedback”, *Phys. Rev. A*, **48**, n° 4, pp. 3301–3309 (1993).
- [5] P. Dainese, P. S. J. Russell, N. Joly, J. C. Knight, G. S. Wiederhecker, H. L. Fragnito, V. Laude et A. Khelif, “Stimulated Brillouin scattering from multi-GHz-guided acoustic phonons in nanostructured photonic crystal fibres”, *Nature Physics*, **2**, n° 6, pp. 388–392 (2006).
- [6] E. P. Ippen et R. H. Stolen, “Stimulated Brillouin scattering in optical fibers”, *Appl. Phys. Lett.*, **21**, n° 11 (1972).
- [7] R. Billington, “Measurement Methods for Stimulated Raman and Brillouin Scattering in Optical Fibres”, Rapport technique COEM 31, NPL report (1999).
- [8] R. Tkach et al, “Spontaneous Brillouin scattering for single-mode optical-fibre characterization”, *Electron. Lett.*, **22**, pp. 1011 (1986).
- [9] N. Shibata, R. G. Waarts et R. P. Braun, “Brillouin-gain spectra for single-mode fibers having pure-silica  $G_eO_2$ -doped, and  $P_2O_5$ -doped cores”, *Opt. Lett.*, **12**, n° 4, pp. 269–271 (1987).
- [10] M. Niklès, L. Thévenaz et P. A. Robert, “Brillouin gain Spectrum Characterization in Single-Mode Optical Fiber”, *J. Lightwave Technol.*, **15**, n° 10, pp. 1842–1851 (1997).
- [11] A. Yeniay, J. M. Delavaux et J. Toulouse, “Spontaneous and Stimulated Brillouin Scattering Gain Spectra in Optical Fibers”, *J. Lightwave Technol.*, **20**, n° 8, pp. 1425 (2002).
- [12] A. Kobayakov, S. Kumar, D. Q. Chowdhury, A. B. Ruffin, M. Sauer et S. R. Bickham, “Design concept for optical fibers with enhanced SBS threshold”, *Opt. Exp.*, **13**, n° 14, pp. 5338–5346 (2005).
- [13] R. Robert, S. Norcia-Molin, D. Dolfi, S. Tonda, J. P. Huignard, R. Frey, G. Mélin et L. Gasca, “Optically carried microwave signal modulation depth enhancement by stimulated Brillouin scattering in PCFs”, *Electron. Lett.*, **42**, pp. 108–109 (2006).
- [14] J. C. Beugnot, T. Sylvestre, H. Maillotte, N. Traynor et V. Laude, “Élévation du seuil Brillouin dans une fibre à cristal photonique”, dans *Journées Nationales d’Optique Guidée, JNOG*, pp. 162–164 (4-6 Juillet 2007, St Martin d’Hères, France).

- [15] K. Furusawa, Z. Yusoff, F. Poletti, T. M. Monro, N. G. R. Broderick et D. J. Richardson, “Brillouin characterization of holey optical fibers”, *Opt. Lett.*, **31**, n° 17, pp. 2541–2543 (2006).
- [16] F. Poletti, K. Furusawa, Z. Yusoff, N. Broderick et D. J. Richardson, “Nonlinear tapered holey fibers with high stimulated Brillouin scattering threshold and controlled dispersion”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **24**, n° 9, pp. 2185–2194 (September 2007).
- [17] W. Zhang, Y. Wang, Y. Pi, Y. Huang et J. Peng, “Influences of pump wavelength and environment temperature on the dual-peaked Brillouin property of a small-core microstructure fiber”, *Opt. Lett.*, **32**, n° 16, pp. 2303–2305 (2007).
- [18] Y. Azuma, N. Shibata, T. Horiguchi et M. Tateda, “Wavelength dependence of Brillouin gain spectra for single-mode optical fibres”, *Electron. Lett.*, **24**, n° 5, pp. 250–251 (1988).

# Mesures distribuées du spectre de gain Brillouin

---



## 5.1 Motivations

Lors du processus d'étirage, une fibre optique subit des variations de ses propriétés géométriques qui vont influencer la propagation des ondes optiques et acoustiques. La diffusion Brillouin est très sensible aux paramètres intrinsèques et une fluctuation locale, même très faible, des propriétés opto-acoustiques peut sensiblement modifier le spectre de diffusion. D'ailleurs, cette explication est la plus souvent mise en avant pour justifier la forme des spectres de diffusion Brillouin observés dans les fibres photoniques. [1]. En outre, le contrôle de cet effet peut être mis à profit pour créer des gaines microstructurées qui augmentent le seuil Brillouin tout en conservant une dispersion constante le long de la fibre [2]. Néanmoins, la présence de plusieurs pics dans le spectre de diffusion Brillouin, comme nous l'avons vu dans le chapitre 4, ne peut pas être expliquée par les seules variations de la microstructure. Sur ce point, Dainese *et al.* attribuent la présence de ces pics à un ensemble de modes acoustiques fortement confinés dans le cœur dont les vecteurs d'ondes possèdent des contributions longitudinales et transverses différentes [3]. Cependant, il n'est pas aisé de différencier dans le spectre Brillouin l'impact de la géométrie de la microstructure ou les variations de celle-ci le long de la fibre. En effet, la mesure par détection hétérodyne présentée dans le chapitre précédent a été réalisée sur de grands tronçons de fibres et présente un spectre Brillouin intégré le long de la fibre. Les spectres observés correspondent à une mesure à l'extrémité de la fibre. Par conséquent, nous ne pouvons pas interpréter une variation locale de la microstructure qui entraînerait une modification de la fréquence Brillouin. C'est pourquoi nous présentons dans ce chapitre des mesures distribuées du spectre de gain Brillouin. Nous avons réalisé ces mesures dans plusieurs fibres optiques microstructurées en collaboration avec le laboratoire de Nanophotonique et Métrologie de l'EPFL à Lausanne dans le cadre de la coopération européenne COST299. Ces expériences ont été réalisées avec l'aide de Stella Foa-leng Mafang, doctorante et Luc Thevenaz, responsable de l'équipe.

Cette cartographie du gain Brillouin permettra de vérifier l'impact des variations de la microstructure sur la courbe de gain Brillouin (CGB). Une présentation non exhaustive des techniques de mesure distribuée par effet Brillouin est présentée. Puis, nous caractériserons notre montage expérimental à l'aide d'une fibre standard. Nous détaillerons les mesures effectuées dans les PCF en précisant l'impact de la polarisation et des contraintes mécaniques sur la courbe de gain Brillouin.

## 5.2 Principe de fonctionnement

### 5.2.1 La courbe de gain Brillouin

La diffusion Brillouin est une interaction acousto-optique qui est très sensible aux paramètres intrinsèques et extérieurs à la fibre. Ainsi, ce processus est un excellent candidat pour réaliser des capteurs et plus particulièrement pour les mesures distribuées. En effet, il est possible de mesurer par différentes techniques le spectre de gain Brillouin le long de la fibre optique. Dans ces conditions, la fibre optique se transforme en capteur de température [4] de pression [5] ou de contraintes [6].

A la fin des années 80, Horiguchi et Tateda [7] ont proposé une technique fondée sur la diffusion Brillouin entre une onde pompe impulsionnelle et une onde sonde continue contra-

propagative, qu'ils ont nommé BOTDA (Brillouin optical time-domain analysis). Le profil spatial est reconstitué le long de la fibre à l'aide d'une technique de temps de vol traditionnelle OTDR (Optical time-domain reflectometry) [8], les seules différences venant du fait que la différence entre l'onde pompe et sonde correspond à la fréquence Brillouin et que l'onde sonde est amplifiée par la diffusion Brillouin [9]. Cette technique donne des résultats bien meilleurs que la réflectométrie classique basée sur la diffusion Rayleigh dont l'efficacité est moindre d'environ deux/trois ordres de grandeurs. Les deux sources de pompe et de test sont des sources différentes qu'il est très difficile de stabiliser pour maintenir un écart en fréquence fixe. Il faut attendre les travaux de Marc Niklès à la fin des années 90 pour voir apparaître une technique originale pour simplifier cette méthode [10]. En effet, la technique fait intervenir une seule et même onde laser qui sert à la fois de pompe et de signal grâce à un modulateur électro-optique (EOM, *Electro Optique Modulator*) qui convertit une partie de la pompe en une onde optique décalée de la fréquence Brillouin [11]. Cette configuration confère au système meilleures stabilité et sensibilité que les systèmes utilisant deux ondes lasers. La dérive lente de la fréquence d'émission du laser est ainsi compensée et la résolution en fréquence ne dépend que de celle du générateur micro-ondes qui est de l'ordre de 1 KHz dans notre cas. La dépendance du gain Brillouin aux paramètres extérieurs comme la température ou les contraintes mécaniques, permet aux mesures par la technique BOTDA d'être parfaitement adaptées aux capteurs distribués [12–14]. Nous présentons ci-dessous plus en détail la méthode de mesure.

### 5.2.2 Dispositif expérimental

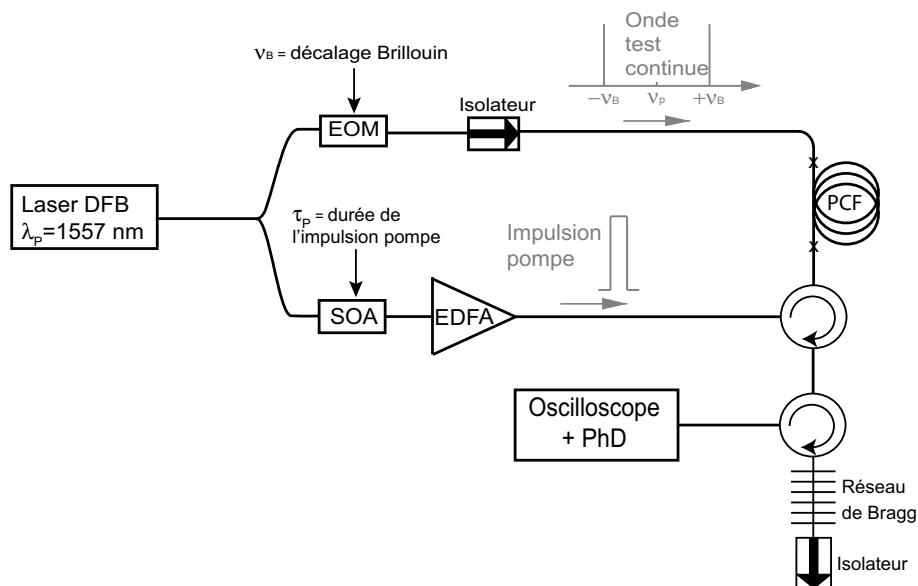
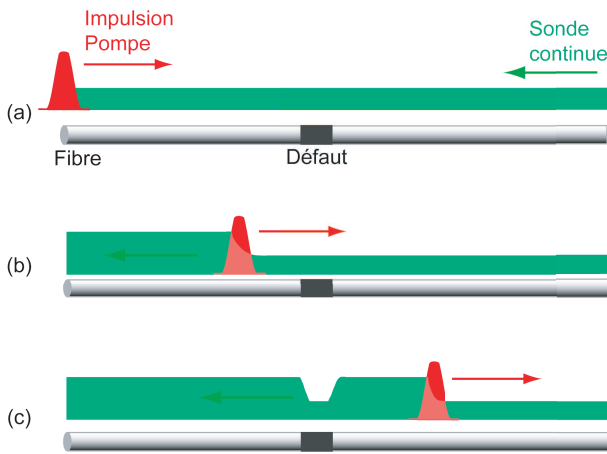


Fig. 5.1 Montage de principe de la mesure distribuée de la courbe de gain Brillouin.

La figure 5.1 représente le schéma de principe de la mesure distribuée de la courbe de gain Brillouin [15]. L'idée principale est de faire interagir par amplification Brillouin un signal continu avec une impulsion pompe contra-propagative (figure 5.2). On mesure ainsi l'intensité du signal transmis en fonction du décalage fréquentiel avec la pompe. La position



du signal dans la fibre est localisée par une analyse temporelle. Dans notre montage, la pompe et le signal sont tous deux issus de la même source laser qui est une source DFB émettant à 1557 nm. Le signal est modulé par effet électro-optique autour de la fréquence Brillouin et ainsi les deux ondes correspondant aux fréquences Stokes et anti-Stokes sont injectées dans la fibre optique. L'autre partie du faisceau est injectée dans un SOA (*Semi-conducteur Optical Amplifier*) qui est modulé par un signal électrique et génère des impulsions nanosecondes dont la durée est ajustable. Ces impulsions sont injectées dans la fibre à l'aide d'un circulateur et le signal continu est amplifié pendant la durée d'interaction avec l'impulsion lorsque sa fréquence correspond au décalage Brillouin. Le signal transmis est filtré à l'aide d'un réseau de Bragg connecté à un circulateur optique qui permet d'isoler soit la composante Stokes (gain) soit la composante anti-Stokes (absorption). L'analyse temporelle, et par conséquent spatiale du signal transmis est réalisée au moyen d'une photodiode et d'un oscilloscope.



**Fig. 5.2** Principe d'une mesure distribuée avec une onde pompe pulsée et une onde sonde continue d'après la thèse de Dario Alasia [16]. Dans des conditions normales sans contraintes (a), le gain Brillouin est constant le long de la fibre. (b), Quand une contrainte est appliquée sur une petite portion de fibre, la fréquence Brillouin est modifiée et le gain Brillouin décroît. (c), Si la différence de fréquence entre la pompe et la sonde est égale à la fréquence Brillouin Stokes (anti-Stokes), alors le signal est amplifié (absorbé) sauf sur la portion soumise à une contrainte.

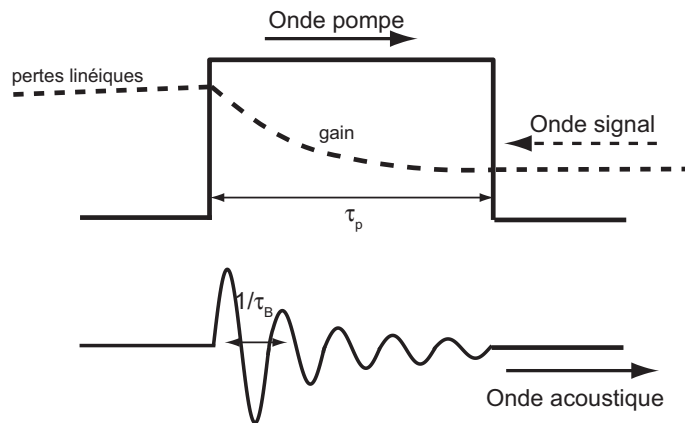
Pour chaque fréquence de modulation comprise dans une fenêtre spectrale dont la largeur est définie manuellement, nous relevons le gain Brillouin. Pour 300 points de mesure, la durée totale de l'acquisition est en moyenne de 25 min. Ensuite, un traitement numérique permet d'estimer le centre de la courbe de gain Brillouin ainsi que sa largeur à mi-hauteur.

### 5.2.3 La résolution

La résolution spatiale correspond à la longueur sur laquelle l'interaction entre l'onde test et l'onde pompe a lieu (figure 5.3). La zone d'interaction  $L_{\text{int}}$  est donnée par :

$$L_{\text{int}} = \frac{1}{2} v_g \tau_P \quad (5.1)$$

où  $\tau_P$  correspond à la largeur à mi-hauteur de l'impulsion pompe et  $v_g$  la vitesse de groupe de l'onde optique. Pour  $\tau_P = 100$  ns et  $v_g = 2.10^8$  m/s la résolution est environ de 10 m. Cependant, selon la durée de l'impulsion pompe choisie, l'information sur le spectre Brillouin sera différente. En effet, une impulsion d'une durée de 10 ns donne une résolution spatiale de l'ordre du mètre et la mesure de la fréquence Brillouin le long de la fibre est précise. Cependant, le temps de vie des phonons responsable de la diffusion Brillouin est de l'ordre de 10 ns dans la silice [17]. Par conséquent, la courbe de gain Brillouin est élargie et dans notre cas, nous ne pourrions pas discerner les éventuels pics qui constituent le spectre

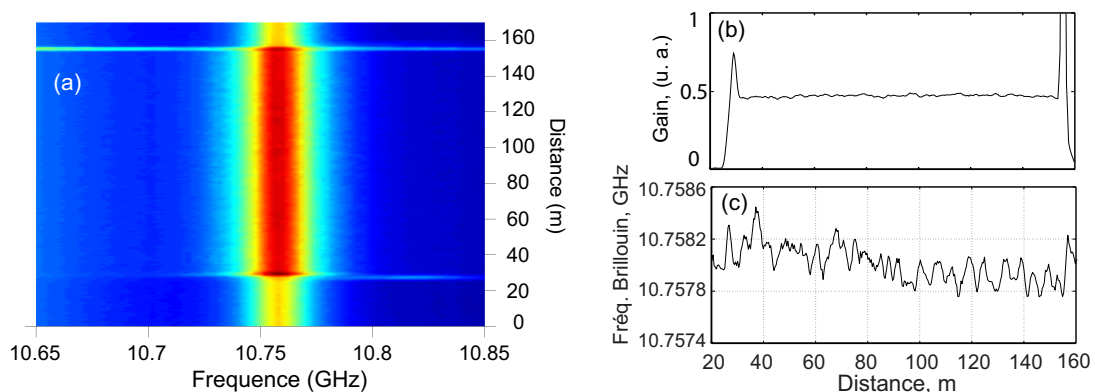


**Fig. 5.3** Représentation schématique de l'interaction entre les ondes pompe, sonde et acoustique. Les résolutions spatiales et spectrales sont déterminées par le "nombre d'interaction" entre l'onde acoustique et l'onde pompe. Plus la durée de l'impulsion pompe est courte plus la résolution spatiale est bonne au détriment de la résolution spectrale et vice versa.

Brillouin. De ce fait, nous avons fait plusieurs mesures avec des durées d'impulsions pompe différentes. Une impulsion de 100 ns donne une faible résolution spatiale de 10 m mais le spectre Brillouin est bien résolu, tandis qu'une impulsion d'une durée de 10 ns donnera une très bonne information sur la fréquence Brillouin le long de la fibre mais une meilleure résolution longitudinale. Une durée d'impulsion de 20 ns confirmera les résultats obtenus dans les deux autres cas.

### 5.3 Résultats dans une fibre standard

La figure 5.4(a) présente une mesure distribuée de la courbe de gain Brillouin dans une fibre standard de télécommunication d'une longueur de 120 m.



**Fig. 5.4** Résultat dans une fibre SMF avec une impulsion pompe de 20 ns. (a) spectre de gain Brillouin, (b) gain maximum et (c) fréquence Brillouin en fonction de la longueur de la fibre.

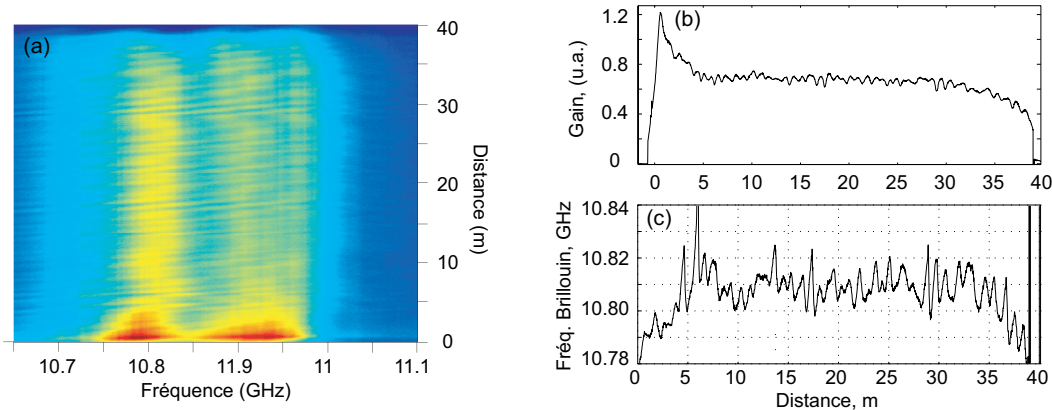
Pour chaque fréquence de modulation du signal (abscisse), un programme relève le gain du signal en fonction de la position dans la fibre (ordonnée). La courbe de gain maximum, qui est mesurée lorsque la fréquence de modulation est égale à la fréquence de résonance Brillouin, est représentée sur la figure 5.4(b). Les deux pics présent aux extrémités sont dus

aux connecteurs qui relient la fibre à tester aux éléments du montage qui sont le circulateur et l'isolateur. La pente de la courbe de gain correspond aux pertes linéiques de la fibre. Sur la figure 5.4(c) on voit que la fréquence Brillouin varie de 0,6 MHz sur toute la longueur de la fibre, ce qui représente une variation de 2,5% de la largeur à mi-hauteur du spectre de diffusion. Dans ce cas d'une fibre SMF28, l'homogénéité du guide qui constitue le cœur de la fibre est suffisamment bonne pour considérer que ces variations spectrales correspondent à l'incertitude de la méthode de mesure.

## 5.4 Résultats dans les fibres microstructurées

### 5.4.1 Spectre Brillouin multiples

Dans la PCF4, lors des mesures du spectre de diffusion Brillouin présentées dans le chapitre précédent, nous avons observé plusieurs pics. Par conséquent cette fibre présente un grand intérêt pour des mesures distribuées. Cependant nous ne possédons qu'un tronçon d'une longueur de 40 m ce qui limite la durée des impulsions pompe utilisables. Une impulsion pompe de 100ns (équivalent à une résolution spatiale de 10 m) qui permettrait de résoudre correctement la courbe de gain Brillouin n'est pas envisageable. De ce fait, nous avons choisi des impulsions de 20ns.



**Fig. 5.5** Résultats dans la PCF4. (a) spectre de gain Brillouin, (b) gain maximum et (c) fréquence Brillouin en fonction de la longueur de la fibre.

Comme on peut le voir sur la figure 5.5, la courbe de gain Brillouin est constituée de trois pics. A partir de ces mesures, nous avons tracé la courbe de gain à la résonance et la fréquence du mode principal (10,81 GHz) en fonction de la longueur (figure 5.5).

La différence de longueur d'onde de pompe entre les mesures distribuées de la CGB (1557 nm) et la mesure par détection hétérodyne du chapitre précédent (1550 nm) se traduit par un décalage en fréquence du spectre de diffusion Brillouin (figure 5.6). Par ailleurs, la fréquence du pic principal varie d'environ 40 MHz sur la longueur de l'échantillon. La périodicité des différents pics observés sur cette figure représente la résolution spatiale de 2m. Cette mesure corrobore l'élargissement observé lors des mesures par détection hétérodyne. Sur la figure 5.6(b), nous avons représenté des spectres de gain Brillouin à différentes positions de la fibre. La durée de l'impulsion ne permet pas de résoudre correctement la courbe de gain Brillouin mais l'allure de la courbe est en bon accord avec la mesure par détection hétérodyne reportée

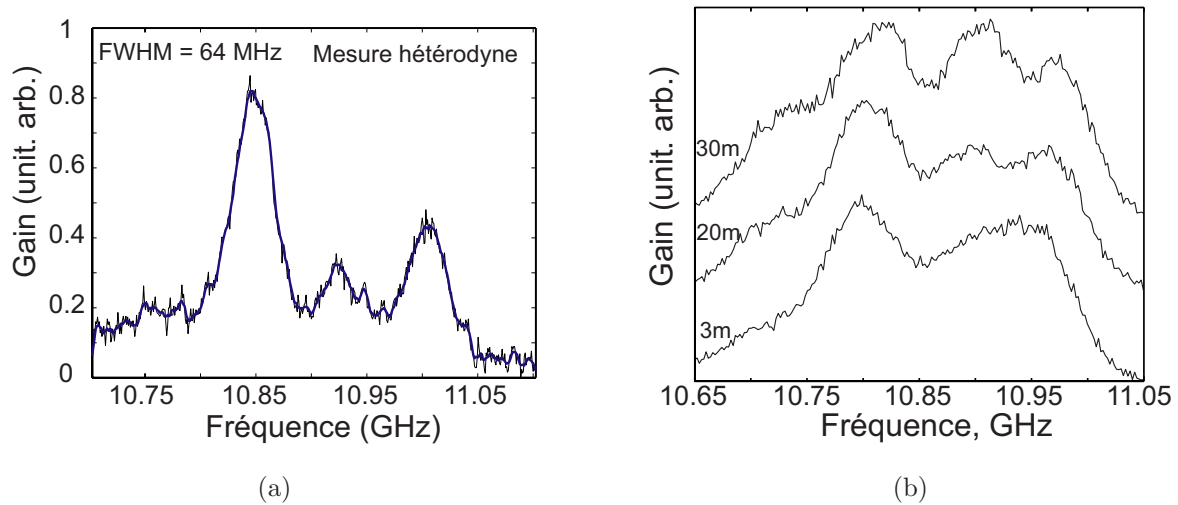


Fig. 5.6 Spectre de diffusion Brillouin obtenu par (a) détection hétérodyne et (b) mesures distribuées de la CGB dans la PCF<sub>4</sub>.

sur la figure 5.6(a). Nous pouvons ainsi en déduire que la présence de plusieurs pics dans la courbe de gain Brillouin n'est pas liée uniquement aux variations de la microstructure.

### 5.4.2 Influence des fluctuations de la microstructure

Maintenant, nous présentons la même expérience que précédemment mais dans la PCF<sub>8</sub> qui a une longueur de 98 m.

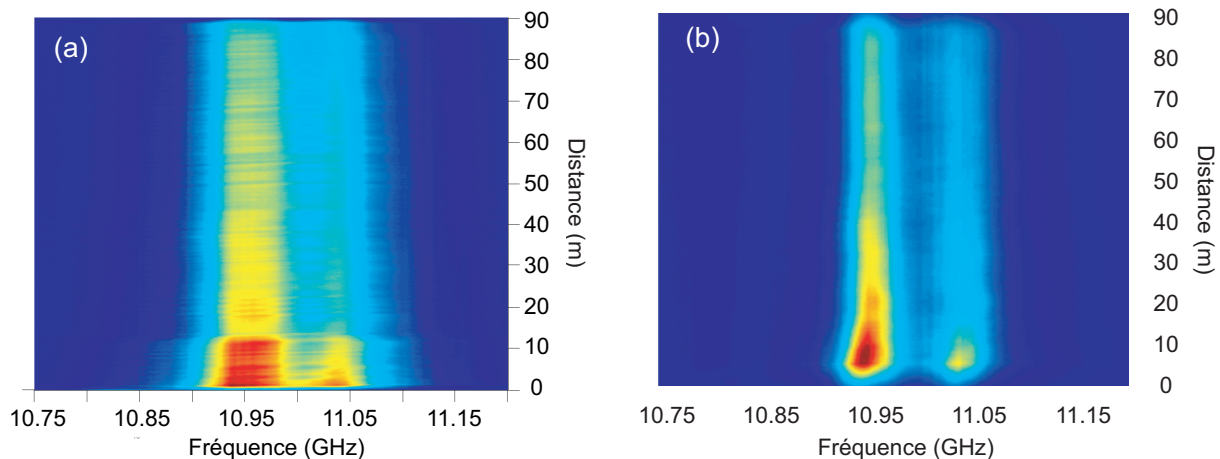
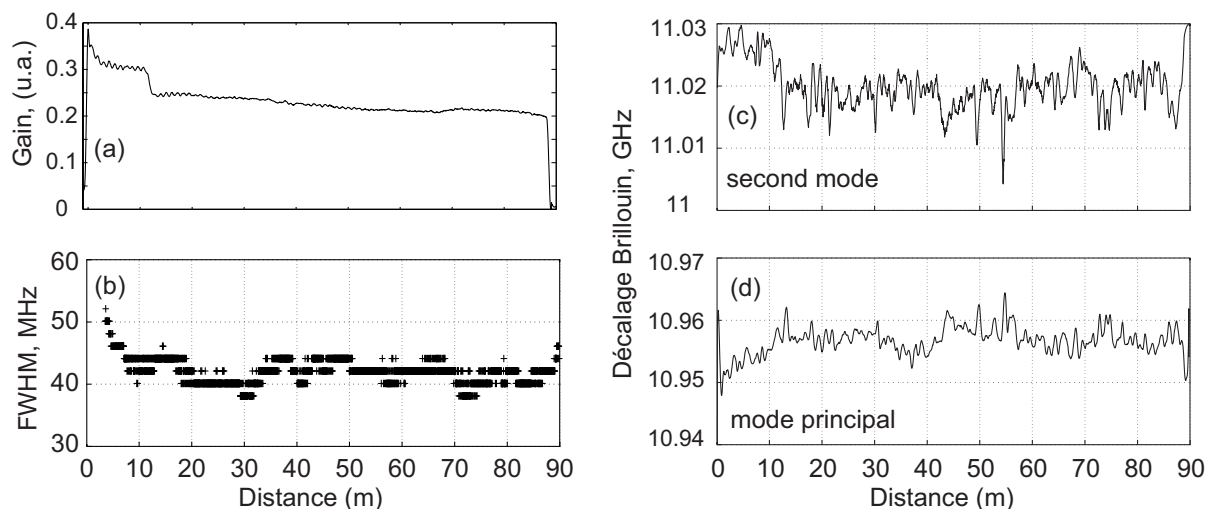


Fig. 5.7 Spectre de gain Brillouin dans la PCF<sub>8</sub> pour une durée d'impulsion pompe de (a) 20 ns et (b) 100 ns.

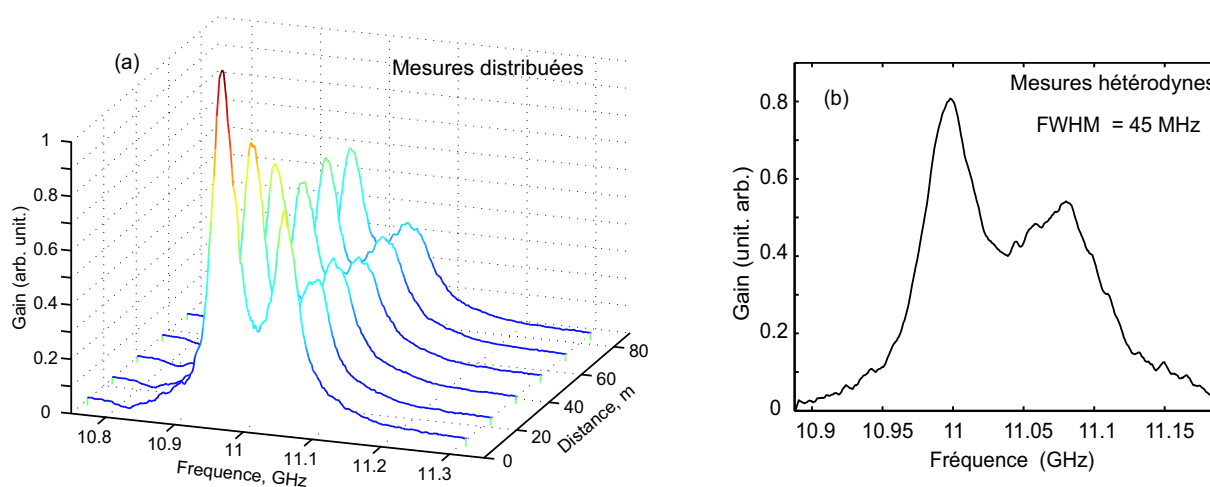
Sur la figure 5.7, on remarque de manière plus évidente l'influence des variations de la microstructure sur le spectre Brillouin. De plus, l'influence de la durée de l'impulsion pompe sur l'allure de la CGB est bien visible. En effet, pour une impulsion de 20 ns nous relevons beaucoup de points, ce qui donne une mesure spatiale précise de la fréquence Brillouin (fig. 5.7(a)). Par contre, dans cette configuration, les deux pics qui constituent la courbe de gain ne sont pas très bien résolus. En revanche, une mesure avec une impulsion de 100 ns

donne une meilleure résolution spectrale (fig. 5.7(b)). A partir de ces différentes mesures, nous regroupons sur la figure 5.8 les caractéristiques de la courbe de gain Brillouin dans cette fibre photonique. Tout d'abord, dans le gain mesuré à la résonance (figure 5.8(a)), on



**Fig. 5.8** Résultats des mesures distribuées dans la PCF8. (a) gain maximum, (b) FWHM du pic principal. (c-d) fréquence des deux pics consistant la CGB en fonction de la distance.

remarque une chute abrupte du gain vers 12m. Cette irrégularité que l'on observe également sur la (figure 5.7(a)) est vraisemblablement liée à une imperfection dans la géométrie de la gaine microstructurée. Ce défaut augmente les pertes linéiques de cette fibre et explique l'augmentation du seuil Brillouin reporté sur la figure 4.5 du chapitre 4. A part la chute du gain à 12m, ces mesures montrent que l'allure de la CGB reste quasiment identique le long de la fibre (figure 5.9(a)). Ensuite, les deux pics qui forment la CGB sont suffisamment éloignés pour tracer l'évolution de leur fréquence en fonction de la distance (figure 5.8(c-d)). La fréquence de chaque pic varie de 10 MHz sur la longueur de la fibre.



**Fig. 5.9** (a) CGB mesuré à différents endroits de la fibre PCF8 pour une durée d'impulsion pompe de 100 ns. (b) spectre de diffusion Brillouin spontané obtenu par mesure hétérodyne.

En outre, cette régularité se traduit par une très faible variation de la largeur à mi-hauteur du pic principal le long de la fibre. La largeur moyenne de 43 MHz est en bon accord avec

nos mesures par détection hétérodyne (figure 5.9(b)). Notons là encore que les fluctuations des dimensions de la microstructure ont très peu d'influence sur la courbe de gain Brillouin.

### 5.4.3 Effet des contraintes mécaniques

Dans le chapitre précédent, nous avons mesuré dans la fibre PCF12 un seuil Brillouin trois fois plus élevé que dans une fibre équivalente toute silice en bon accord avec la largeur à mi-hauteur du spectre de 80 MHz. Dans cette partie nous expliquons cette élévation du seuil Brillouin. Les mesures distribuées obtenues avec une impulsion pompe de 20 ns dans la PCF12 sont représentées sur la figure 5.10.

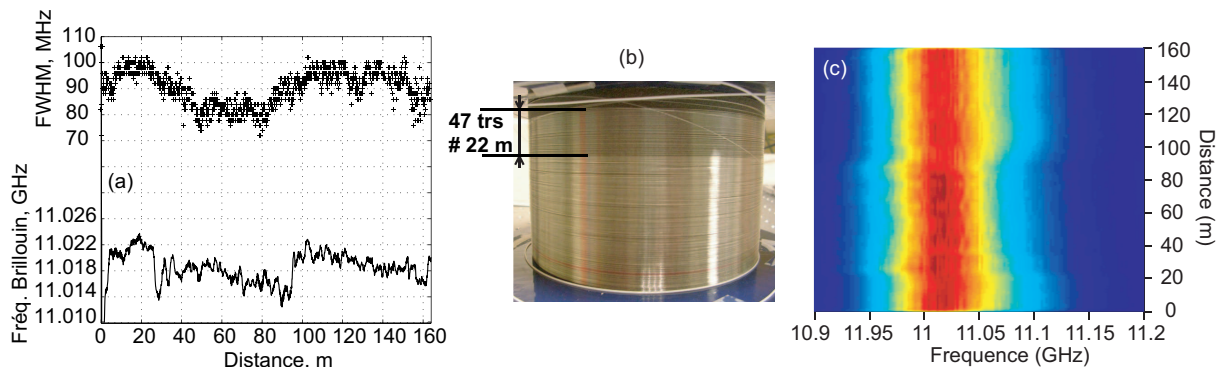


Fig. 5.10 (a) fréquence Brillouin et largeur à mi-hauteur de la courbe de gain Brillouin en fonction de la longueur de la fibre pour une impulsion pompe de 20 ns dans la fibre PCF12. (b) photo de la bobine. (c) spectre de gain Brillouin.

Nous observons un décalage important de la fréquence Brillouin entre 25 m et 90 m (figure 5.10(a)). Cet écart important est également visible lors des mesures effectuées avec une impulsion de 100 ns dont les résultats sont présentés sur la figure 5.11(a). Sur ce même tronçon de fibre, nous observons une réduction de la FWHM du spectre total de 90 MHz à 65 MHz. Ce saut peut s'expliquer par la présence d'une contrainte mécanique subie sur cette portion de fibre qui modifie localement la vitesse des ondes acoustiques.

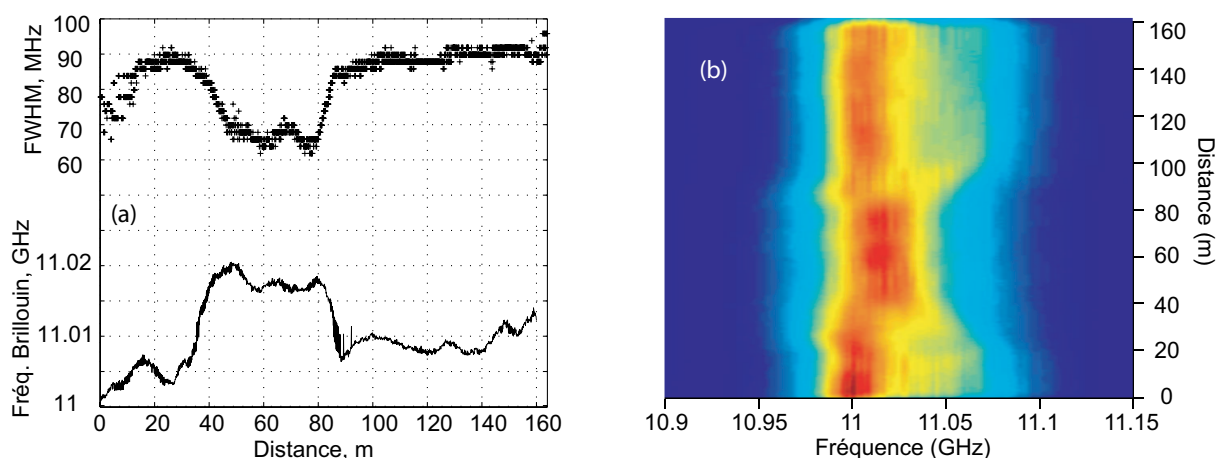
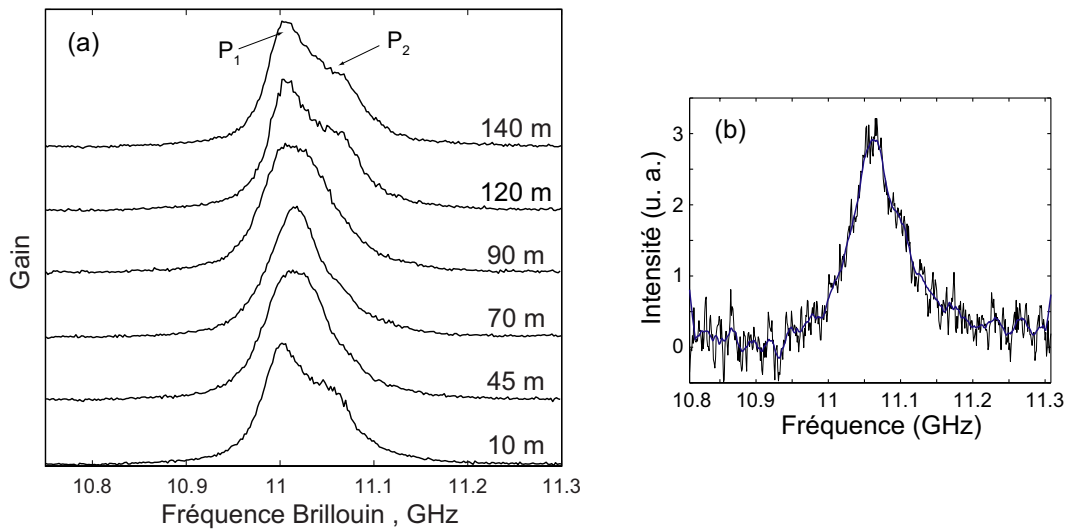


Fig. 5.11 (a) fréquence Brillouin et largeur à mi-hauteur du spectre total en fonction de la longueur de la fibre pour une impulsion pompe de 100 ns ( $\sim 10$  m de résolution). (b) évolution du spectre Brillouin le long de la PCF12.

Comme on peut le voir sur la figure 5.10(b) la fibre d'une longueur de 160 m est enroulée suivant deux couches. La deuxième couche de fibre exerce une contrainte sur la première couche de la fibre. La première partie de la fibre d'une longueur de 25m n'est pas recouverte par la deuxième couche de fibre et la fréquence Brillouin est constante (figure 5.10(a)). Puis, entre 25 et 90 m, la fibre est soumise à une pression induite par la deuxième couche de fibre lors du bobinage. La longueur de fibre soumise aux contraintes est environ égale à la portion de fibre qui constitue la deuxième couche, c'est à dire 70 m. Le spectre de gain Brillouin représenté sur la figure 5.11(b) révèle deux pics intenses séparés de 35 MHz. On peut voir également ces deux pics sur la figure 5.12(a) sauf aux distances de 45m, 70m et 90m.

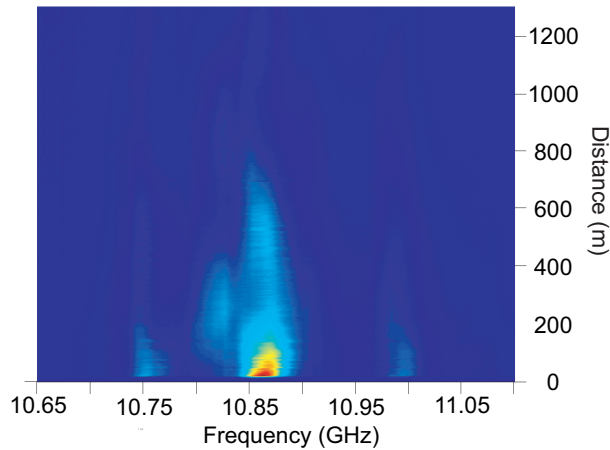


**Fig. 5.12** (a) spectres de gain Brillouin mesurés à différentes positions le long de la fibre PCF12 pour une durée d'impulsion pompe de 100ns. (b) spectre de diffusion Brillouin spontané mesuré par détection hétérodyne.

Lorsqu'une contrainte mécanique est appliquée sur la fibre photonique, le spectre Brillouin ne se comporte pas de la même manière que dans une fibre standard. En effet, dans les fibres toutes silice utilisées actuellement comme capteurs distribués, l'application d'une contrainte se traduit par un décalage linéaire de la fréquence acoustique et par une très faible variation de FWHM du spectre de gain Brillouin [11]. Ici, la contrainte modifie la répartition des modes acoustiques dans le cœur de la fibre. A partir d'une distance de 45m, l'amplitude de P<sub>1</sub> diminue au profit de P<sub>2</sub>. Par conséquent, à une distance de 70m, la fréquence moyenne du spectre Brillouin se décale vers P<sub>2</sub>. Le bobinage de la fibre modifie la répartition des modes dans le spectre Brillouin. Cependant, la présence de ces deux modes distincts est uniquement liée à la microstructure qui de par sa géométrie, confine deux modes acoustiques avec des propriétés très proches.

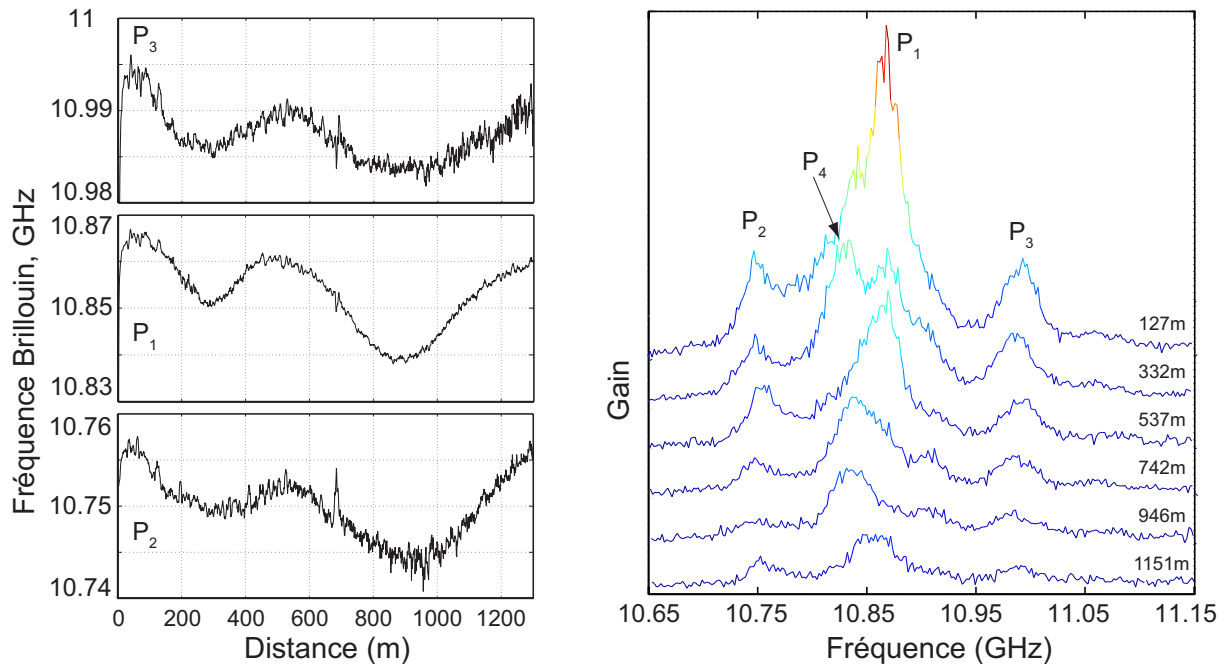
#### 5.4.4 Mesures dans une grande longueur

Dans cette partie, nous présentons les résultats obtenus dans la fibre PCF6 dont la longueur est de 1300 m. Nous pouvons ainsi observer les interactions entre les ondes optiques et acoustiques sur de très grandes distances tout en ayant une bonne résolution spatiale. En effet, la longueur de la fibre nous permet d'effectuer des mesures avec des impulsions de



**Fig. 5.13** Evolution du spectre Brillouin le long de la PCF6 pour une durée d'impulsion pompe de 100 ns.

100 ns (résolution de 10m). La courbe de gain Brillouin est présentée sur la figure 5.13. De la même manière que pour les mesures hétérodynes, nous distinguons clairement trois pics dans le spectre de gain Brillouin. On observe également que les fréquences de ces pics varient lentement le long de la fibre.

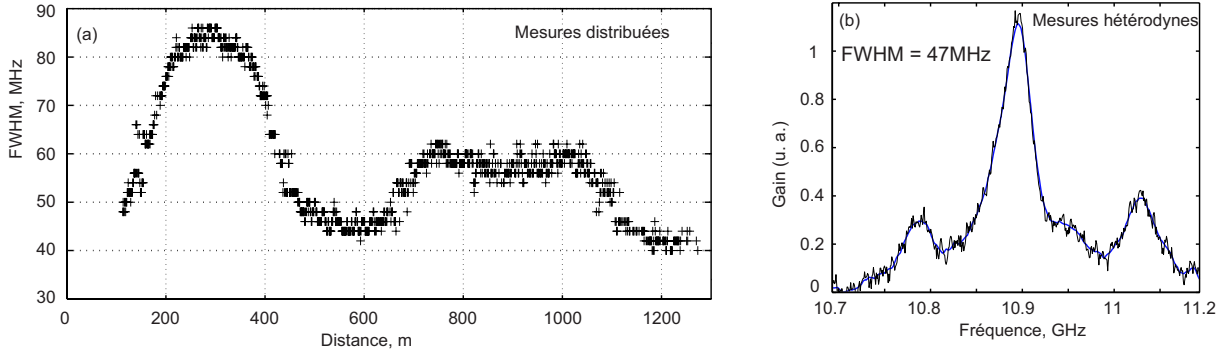


**Fig. 5.14** A gauche, fréquence des trois pics constituant le spectre de gain Brillouin en fonction de la longueur de la fibre PCF6. A droite, spectres Brillouin à différentes positions dans la fibre PCF6.

De plus, comme on peut le voir sur la figure 5.14 la fréquence des trois pics évolue de la même manière. Ce résultat montre clairement l'impact des fluctuations de la microstructure le long de la fibre. Cependant, contrairement aux autres fibres étudiées, les variations structurales sont plus lentes. Par exemple, la fréquence de  $P_1$  varie de 20 MHz sur une distance de 600 m. De plus, à une distance de 332 m, le spectre Brillouin est constitué de quatre pics



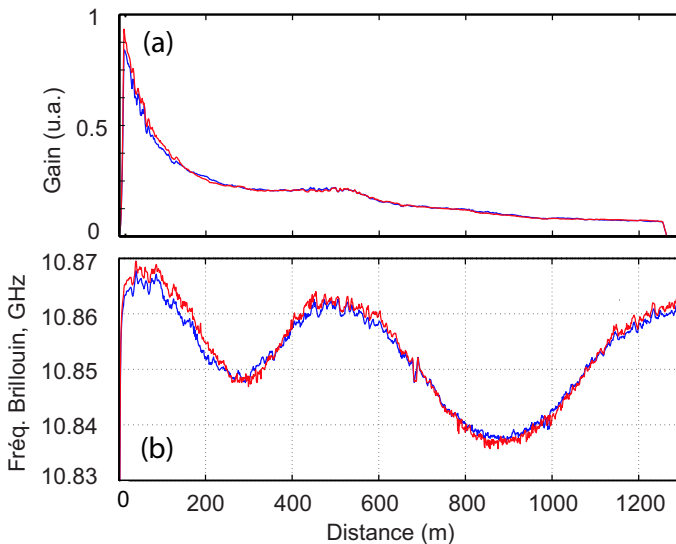
(figure 5.14(b)). A cet endroit,  $P_1$  est constitué de deux modes séparés d'environ 35 MHz. Ensuite, lorsque la distance augmente, la fréquence moyenne du spectre de gain Brillouin oscille entre la fréquence de ces deux modes. Au regard de ces résultats, on constate que les variations de la microstructure ont pour effet de favoriser un mode au détriment de l'autre.



**Fig. 5.15** (a) FWHM du pic principal de la courbe de gain Brillouin en fonction de la distance dans la PCF6. (b) spectre de rétrodiffusion Brillouin pour une puissance injectée inférieure à 15 dB par rapport au seuil Brillouin.

Cette compétition entre les modes se traduit également par une forte variation de la largeur à mi-hauteur. A une distance de 332 m, on observe sur la figure 5.15(a) un élargissement très important de 85 MHz qui résulte de la présence de deux modes simultanés dans le pic principal. Ensuite, entre 400 m et 1300 m, la largeur fluctue entre 45 MHz et 60 MHz. Cette cartographie de la courbe de gain Brillouin confirme le fait que le spectre de diffusion spontané déterminé par détection hétérodyne est une mesure globale car il ne fait pas apparaître les variations de FWHM subies le long de la fibre. Comme on peut le voir sur la figure 5.15(b) la largeur à mi-hauteur de 47 MHz correspond à la valeur mesurée à chaque extrémité de la fibre (fig. 5.15(a)). Nous ne pouvons pas vérifier si la largeur à mi-hauteur des pics secondaires suivent également cette évolution car leurs amplitudes sont trop faibles.

### 5.4.5 Dépendance avec la polarisation



**Fig. 5.16** (a) gain maximum et (b) fréquence Brillouin du pic principal en fonction de la distance pour deux axes de polarisation orientés à  $90^\circ$  l'un par rapport à l'autre dans la PCF6.

Dans cette fibre PCF6, nous avons étudié l'impact de la polarisation sur le spectre de gain Brillouin. Les deux modes dans le pic  $P_1$ , séparés de 35 MHz, pourraient être liés à la biréfringence. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons réalisé une expérience où nous avons placé deux polariseurs aux extrémités de la fibre. Puis, nous avons relevé le spectre Brillouin pour deux polarisations orthogonales. Les courbes de gain maximum et la fréquence du pic principal sont reportées sur la figure 5.16. Comme nous pouvons le voir sur la courbe de gain maximum (figure 5.16(a)), l'influence de la polarisation est faible. Nous pouvons en déduire que l'allure sur spectre de diffusion dans cette fibre photonique n'est pas due à la biréfringence de celle-ci. Néanmoins, la polarisation peut jouer un rôle dans l'allure du spectre et plus particulièrement sur la compétition entre les modes le long de la fibre.

## 5.5 Conclusion

Dans ce chapitre, des mesures distribuées de la courbe de gain Brillouin dans plusieurs fibres microstructurées ont été présentées. Ces mesures nous ont permis de vérifier que les fluctuations longitudinales de la microstructure avaient pour effet d'élargir le spectre Brillouin entre 10 et 20 MHz suivant la fibre utilisée. Cependant, ces variations de la fréquence Brillouin n'expliquent pas la largeur totale du spectre Brillouin ainsi que la présence de plusieurs pics. En effet, en bon accord avec les résultats obtenus par détection hétérodyne et présentés dans le chapitre précédent, la plupart des pics présents dans le spectre Brillouin ont des largeurs à mi-hauteurs importantes, qui sont aussi en bon accord avec l'augmentation du seuil Brillouin.

Dans la PCF6 dont nous possédons une très grande longueur, nous avons vérifié que les fluctuations des dimensions de la microstructure modifiaient la fréquence de chaque mode dans la courbe de gain Brillouin de la même manière. De plus, les variations des dimensions de la microstructure modifient localement la répartition des modes acoustiques. Ainsi, nous avons observé une compétition entre les deux modes qui constituaient le pic le plus intense dont la largeur à mi-hauteur se trouve ainsi augmentée.

En outre, ces mesures distribuées ont montré l'impact des contraintes exercées lors du bobinage d'une fibre sur la répartition des modes dans le spectre Brillouin [18]. Contrairement aux fibres standard, l'application d'une contrainte sur la fibre modifie différemment la fréquence et l'amplitude de chaque mode et crée une compétition entre eux dans le spectre de diffusion. Ces résultats présentent de l'intérêt pour le domaine des capteurs car, sous l'effet des contraintes, les pics présents dans le spectre Brillouin peuvent être contrôlés indépendamment l'un de l'autre ce qui pourrait ainsi permettre la mesure de plusieurs paramètres séparément.

Une compétence de cette compétition entre les modes pourrait être mise à profit pour créer des fibres photoniques dans lesquelles il serait possible d'augmenter le seuil Brillouin. Comme les mesures hétérodynes et distribuées l'ont montré pour la fibre PCF12, l'augmentation du seuil Brillouin dans une fibre photonique est rendue possible lorsque plusieurs modes acoustiques coexistent avec un écart en fréquence plus faible qu'une largeur de spectre.

Nous avons également observé dans la plupart des fibres, la présence de plusieurs pics dans le spectre Brillouin en bon accord avec nos mesures réalisées par détection hétérodyne [19].

Nous avons vérifié que la biréfringence n'était pas à l'origine de ces différents pics. Nous pouvons en déduire que la forme et la taille de la gaine microstructurée est à l'origine des spectres Brillouin multi-pics. De par sa géométrie et sa symétrie, la microstructure confine plusieurs modes acoustiques dans le cœur de la fibre photonique. La présence de ces modes acoustiques peut être attribuée à la forme du mode optique dans la fibre photonique. En effet, le profil hexagonal du mode optique présente deux distances particulières en direction des trous d'air et entre les trous de la microstructure.

Aux vues de ces résultats expérimentaux, une étude plus approfondie du modèle numérique de l'interaction entre les modes élastiques et optique à travers le processus de diffusion Brillouin dans les fibres photoniques est indispensable.

## Bibliographie

- [1] K. Furusawa, Z. Yusoff, F. Poletti, T. M. Monro, N. G. R. Broderick et D. J. Richardson, “Brillouin characterization of holey optical fibers”, *Opt. Lett.*, **31**, n° 17, pp. 2541–2543 (2006).
- [2] F. Poletti, K. Furusawa, Z. Yusoff, N. Broderick et D. J. Richardson, “Nonlinear tapered holey fibers with high stimulated Brillouin scattering threshold and controlled dispersion”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **24**, n° 9, pp. 2185–2194 (September 2007).
- [3] P. Dainese, P. S. J. Russell, N. Joly, J. C. Knight, G. S. Wiederhecker, H. L. Fragnito, V. Laude et A. Khelif, “Stimulated Brillouin scattering from multi-GHz-guided acoustic phonons in nanostructured photonic crystal fibres”, *Nature Physics*, **2**, n° 6, pp. 388–392 (2006).
- [4] A. Fellay, *Extreme temperature sensing using Brillouin Scattering in optical fibers*, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (2003).
- [5] S. L. Floch, *Etude de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques monomodes standard*, Thèse de doctorat, Université de Bretagne (2001).
- [6] M. Facchini, L. Thévenaz, A. Fellay et P. Robert, “Tensile tests on optical fibre cables using distributed Brillouin analysis”, dans *5th Optical Fibre Measurement Conference* (1999).
- [7] T. Horiguchi et M. Tateda, “BOTDA - Non destructive measurement of single-mode optical fiber attenuation characteristics using Brillouin interaction : Theory”, *J. Lightwave Technol.*, **7**, pp. 1170–1189 (1989).
- [8] M. K. Barnoski, M. D. Rourke, S. M. Jensen et R. T. Melville, “Optical time domain reflectometer”, *Appl. Opt.*, **16**, pp. 2375–2379 (1977).
- [9] T. Horiguchi, T. Kurashima et M. Tateda, “A technique to measure distributed strain in optical fibers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **2**, n° 5, pp. 352–354 (1990).
- [10] M. Niklès, L. Thévenaz et P. A. Robert, “Simple distributed fiber sensor based on Brillouin gain spectrum analysis”, *Opt. Lett.*, **21**, pp. 758–760 (1996).
- [11] M. Niklès, *La diffusion Brillouin dans les fibres optiques : étude et application aux capteurs distribués*, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (1997), N° 1674.
- [12] A. J. Rogers, “Distributed optical fibre sensors for measurement of pressure, strain and temperature”, *Phys. Rep.*, **169**, pp. 99–143 (1988).
- [13] M. Facchini, *Distributed optical fiber sensors based on Brillouin scattering*, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (2002).
- [14] I. Alasaarela, P. Karioja et H. Kopola, “Comparison of distributed fiber optic sensing methods for location and quantity information measurements”, *Opt. Eng.*, **41**, pp. 181–189 (2002).
- [15] M. Gonzalez-Herraez et L. Thevenaz, “Simultaneous position-resolved mapping of chromatic dispersion and Brillouin shift along single-mode optical fibers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **16**, n° 4, pp. 1128–1130 (2004).

- [16] D. Alasia, *Advanced trends in nonlinear optics applied to distributed optical-fiber sensors*, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (2006).
- [17] R. W. Boyd, *NonLinear Optics*, 2<sup>e</sup> édition (Academic Press, San Diego, 2003).
- [18] J. C. Beugnot, T. Sylvestre, H. Maillotte, V. Laude, N. Traynor, A. Monteville, L. Provino, S. F. Mafang et L. Thevenaz, “Complete experimental characterization of stimulated Brillouin scattering in photonic crystal fibers”, *Opt. Exp.*, **15**, pp. 15517–15522 (2007).
- [19] J. C. Beugnot, T. Sylvestre, H. Maillotte, V. Laude, L. Provino, N. Traynor, S. F. Mafang et L. Thevenaz, “Distributed Measurement of Brillouin Gain Spectrum in Photonic Crystal Fibre”, dans *Optical Fiber Measurement Conference, OFMC*, October 15-17, Teddington, Londres (15-17 Octobre 2007, Teddington, UK).



---

---

# Conclusion générale

---

Les travaux de recherche menés au cours de cette thèse ont porté sur une caractérisation complète et détaillée de l'effet Brillouin dans une nouvelle classe de fibres optiques dite "à cristal photonique". Ce sujet s'inscrit dans le cadre d'un important programme transverse pluridisciplinaire de FEMTO-ST, portant sur les "interactions multiphysiques commandables dans les micro et nanostructures" (programme MUPHY). Ces recherches ont été réalisées principalement au sein du département d'Optique P. M. Duffieux de l'Institut FEMTO-ST à Besançon, sous la direction conjointe de T. Sylvestre, H. Maillotte et V. Laude, et résultent de collaborations scientifiques avec le centre R&D de la société Draka Comteq Optical Fibre à Marcoussis, la plateforme d'étude et recherche sur les fibres optiques spéciales (PER-FOS) à Lannion, et le laboratoire de nanophotonique et métrologie de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL) en Suisse. Tout au long de notre recherche, nous avons étudié les différents aspects de la diffusion Brillouin dans les fibres microstructurées air-silice. Nous nous sommes attachés à comprendre les aspects fondamentaux de ce processus pour pouvoir, éventuellement, penser à de nouvelles applications des fibres microstructurées. Nous avons, en particulier, étudié l'influence significative de la microstructure périodique air-silice sur les processus de diffusion de gaine et de rétrodiffusion et nous avons voulu donner, pour chaque situation, un modèle numérique adéquat et une interprétation rigoureuse des phénomènes observés.

Tout d'abord, nous avons montré que la microstructure périodique air-silice qui entoure le coeur de ces fibres optiques spéciales modifie la distribution des phonons acoustiques transverse et conduit à une dynamique de l'effet Brillouin en avant totalement différente de ce qu'on observe généralement dans les fibres conventionnelles de télécommunications. D'une part, nos observations ont révélé que la diffusion Brillouin en avant est fortement atténuée pour les modes acoustiques périphériques à la microstructure, supprimant ainsi la diffusion Brillouin dite "de gaine". En revanche, cette diffusion Brillouin est considérablement accrue dans un domaine de fréquence hypersonore élevé, de l'ordre du GHz, et cela uniquement pour le mode fondamental acoustique localisé dans le coeur de la fibre optique. Pour vérifier cette dynamique particulière, nous avons mis en place un calcul numérique des modes élastiques à partir d'une méthode par éléments finis. Nos résultats de simulations numériques ont montré que ce mode acoustique est piégé par la microstructure dans le coeur de la fibre et présente

ainsi un fort recouvrement de champ avec le mode optique fondamental de la fibre. Le calcul du coefficient de diffusion entre les modes acoustiques confinés par la microstructure et le mode optique fondamental montre clairement l'efficacité du couplage élasto-optique. En outre, la fréquence de ce phonon acoustique est d'autant plus grande que le diamètre du cœur est petit. Les résultats expérimentaux sont en parfait accord avec les prédictions théoriques. A titre d'exemple, nous avons relevé expérimentalement un mode acoustique avec un facteur de qualité de l'ordre de 50 à une fréquence de 1,5 GHz dans une fibre microstructurée dont le diamètre du cœur est de 2,1  $\mu\text{m}$ . Contrairement aux fibres standard où les modes acoustiques transverses recouvrent toute la gaine de la fibre et partiellement le champ optique, les fibres microstructurées offrent l'avantage de confiner un mode acoustique en son cœur. Par ailleurs, nous avons observé trois modes d'égales intensités à des fréquences comprises entre 400 MHz et 2 GHz dans une fibre possédant une double structure photonique.

Ensuite, nous nous sommes intéressés à la rétrodiffusion Brillouin stimulée qui fait intervenir essentiellement les ondes acoustiques longitudinales. Dans un premier temps, nous avons mesuré le seuil Brillouin dans les différentes fibres microstructurées en relevant un diagramme de puissance. Nous avons montré que la plupart de nos fibres photoniques, ayant un faible diamètre de cœur, possèdent un seuil Brillouin plus élevé que dans une fibre standard homogène possédant les mêmes paramètres opto-géométriques. A l'aide d'une détection hétérodyne, nous avons vérifié que la fréquence du spectre de diffusion Brillouin diminuait de la même manière que l'indice effectif du mode optique fondamental. Nous avons également observé des spectres de rétrodiffusion relativement large bande et à caractère multi-mode, qui témoigne de la co-existence de plusieurs modes acoustiques longitudinaux. Encore une fois, cette situation est totalement différente de celle des fibres standard pour lesquelles on observe généralement un spectre plus étroit et homogène. Nous avons corrélé le caractère étendu et multi-mode des spectres Brillouin avec l'élévation du seuil d'apparition de la diffusion Brillouin. Toutefois, les modes secondaires ne semblent pas intervenir dans la valeur du seuil Brillouin. Nous avons vérifié par ailleurs que la biréfringence et le caractère spatialement multi-mode optique des fibres testées n'étaient pas à l'origine des différents pics dans ces spectres. Nous avons également démontré que l'allure de ces spectres étaient uniquement liée à la microstructure air-silice en effectuant des mesures dans deux fibres photoniques ayant la même aire effective mais dont une à le cœur dopée au phosphore. Contrairement à la fibre silice similaire, dans la fibre photonique dopée au phosphore, le spectre de rétrodiffusion est monomode de forme Lorentzienne, et la largeur à mi-hauteur est définie uniquement par la concentration de phosphore.

Pour approfondir cette étude, nous avons réalisé des mesures distribuées de la courbe de gain Brillouin dans ces fibres photoniques dans le but d'identifier l'origine de l'élargissement du spectre Brillouin. Tout d'abord, nous avons confirmé la présence de plusieurs modes dans le spectre de diffusion tout au long de la fibre, qui sont liés aux dimensions de la gaine microstructurée. Les résultats de nos mesures distribuées ont montré que les fluctuations longitudinales de la microstructure lors du processus d'étirage ne pouvaient expliquer tota-



lement l'élargissement du spectre Brillouin. Il s'agit plutôt de la microstructure qui modifie fondamentalement le processus de diffusion et autorise un large éventail d'ondes acoustiques longitudinales de vecteurs d'ondes proches et de fréquences différentes. De plus, nous avons observé une compétition entre les modes acoustiques dans une bobine de PCF soumise à une contrainte appliquée lors de son enroulement. Si le spectre de diffusion est constitué de plusieurs modes dont les écarts en fréquences sont plus faibles qu'une largeur à mi-hauteur du spectre de rétrodiffusion dans la silice, c'est à dire environ 30 MHz, alors le seuil Brillouin est plus élevé.

En conclusion de ces travaux de recherche, de nombreuses perspectives sont envisageables concernant des aspects théoriques et expérimentaux de la diffusion Brillouin dans les fibres photoniques.

Tout d'abord, d'un point de vue pratique, l'amélioration du couplage lors de la soudure des PCF avec des SMF est une étape inévitable, non seulement pour un transfert à terme vers le monde industriel mais déjà pour développer les activités de recherche autour des fibres microstructurées. La possibilité de souder efficacement, soit des PCF constitués de matériaux différents de la silice, soit des fibres dont la fraction d'air est plus importante que celle de la matière est indispensable pour les expériences nécessitant de fortes non linéarités. De fait, dans le cadre des expériences sur la diffusion Brillouin présentées dans ce manuscrit, l'amélioration des soudures a permis des mesures beaucoup plus fiables et reproductibles. Une étude expérimentale plus poussée à l'aide d'une nouvelle soudeuse à filament est actuellement en cours au sein du département d'Optique.

Ensuite, une perspective importante peut être envisagée en vue de créer des capteurs à fibre. Nous avons montré que la microstructuration d'une fibre optique permet de confiner efficacement des ondes acoustiques dans le cœur, à des fréquences nettement plus basses ( $\sim 1$  GHz) que celles exploitables dans une fibre homogène standard (11 GHz). Le potentiel unique de cet effet peut être exploité pour développer des capteurs à fibres optiques, directement intéressants pour les mesures distribuées à haute sensibilité et à basse fréquence (typiquement des fréquences dix à cent fois plus basses que les fréquences utilisées habituellement dans les capteurs distribués). Une étude de la dépendance en fréquence de ces modes acoustiques confinés en fonction de la température et des contraintes mécaniques pourrait rendre ces fibres très attractives pour des applications capteurs. De plus, nous avons montré que suivant la forme et la taille de la section transverse de la microstructure, il est possible d'exciter plusieurs modes à des fréquences très différentes. Cette particularité peut être exploitée pour mesurer plusieurs paramètres extrinsèques simultanément. Toutefois, la modulation de phase induite par les modes acoustiques transverses sur l'onde optique est très faible. Afin de renforcer cet effet, la mise en résonance des modes acoustiques confinés dans le cœur à l'aide d'une cavité fibrée peut être mise à profit, y compris pour l'étude de la génération d'ondes acoustiques cohérentes.

Par ailleurs, l'analyse des mesures distribuées de la courbe de gain Brillouin permettrait une cartographie de la microstructure des fibres photoniques pour leur qualification industrielle, car le manque de méthodes de caractérisation longitudinale des fibres microstructurées est un verrou technologique à leur déploiement industriel. En outre, contrairement aux fibres standards, sous l'action d'une contrainte, les modes acoustiques présents dans le spectre de rétrodiffusion ont un comportement différent l'un par rapport à l'autre. Là encore la possibilité d'obtenir des spectres de rétrodiffusion Brillouin multi-pics dans les PCFs, est intéressante dans la perspective de mesurer plusieurs paramètres simultanément.

La compréhension de l'origine des différents pics dans le spectre peut avoir des perspectives intéressantes pour créer des fibres où la diffusion Brillouin stimulée serait moins efficace tout en conservant des propriétés optiques non-linéaires importantes. En effet, dans une PCF qui de par la taille et la forme de sa gaine microstructurée supporterait plusieurs modes acoustiques de même intensité à des fréquences très proches les unes des autres, le spectre Brillouin serait très élargi et le seuil d'apparition de la DBS augmenterait en conséquence. A ce sujet, les techniques d'étirage sont de mieux en mieux contrôlées et on peut désormais envisager la réalisation d'une fibre avec une gaine nanostructurée pour créer des bandes interdites phononique aux fréquences Brillouin et ainsi vérifier expérimentalement la faisabilité de la fibre "anti-Brillouin".

Sur le plan théorique, en particulier concernant la modélisation de la rétrodiffusion Brillouin stimulée dans les fibres photoniques, la prise en compte de tous les modes élastiques générés est indispensable. Le formalisme de Pockels qui est utilisé dans le modèle à trois ondes développé pour les fibres standard, n'est plus valable. En effet, dans le cas des fibres microstructurées, il n'est pas possible de faire l'hypothèse des ondes planes car la structure transverse ne peut pas être considérée comme étant infinie. Dans ce sens, une étude détaillée de la modélisation de l'électrostriction, moteur de la diffusion Brillouin, en tenant compte des différentes ondes élastiques est actuellement en cours.

Enfin, au delà des phénomènes de bandes interdites phononiques, les couplages entre les ondes optiques et acoustiques sont importants. L'étude de la diffusion Brillouin dans les fibres microstructurées ne fait que commencer et les mesures présentées dans ce manuscrit laissent entrevoir de nombreuses perspectives.

---

---

# Annexes

---



# Génération de Supercontinuum de lumière blanche dans différents types de fibres photoniques

---



Le début de ce siècle a été marquée en optique par des expériences de génération d'un ensemble continu de fréquences, appelé supercontinuum (SC), à partir d'une source lumineuse quasi-monochromatique injectée dans une fibre microstructurée. De part leur propriétés de brillance uniques, ces nouvelles sources laser "Blanc" révolutionnent les applications en métrologie, en rendant possible des mesures absolues de fréquences optiques avec une précision sans précédent [1], ou en optique biomédicale [2], spectroscopie, astronomie et, interférométrie. Nous avons mis en place un dispositif expérimental afin de générer et d'étudier les étendues spectrales des SC dans les PCF de grande longueur, de 40 m à 100 m, dont nous disposons.

## A.1 Montage expérimental

Nous avons utilisé un microlaser Nd :YAG dont la longueur d'onde d'émission est à 532 nm et la puissance moyenne est de 30 mW. Il s'agit d'un laser Q-déclenché qui délivre des impulsions de durée subnanoseconde (600 ps) à un taux de répétition de 6,7 kHz. Le montage expérimental est schématisé sur la figure A.1. Le faisceau issu du microlaser est monomode transverse, polarisé linéairement et injecté dans la fibre photonique au moyen d'un objectif de microscope x10. L'ajout d'une lame demi-onde et d'un polariseur de Glan-Taylor permet de faire varier la puissance injectée de quelques mW à 20 mW. Les pertes par soudure entre la PCF et la SMF-28 sont de l'ordre de 7 dB.

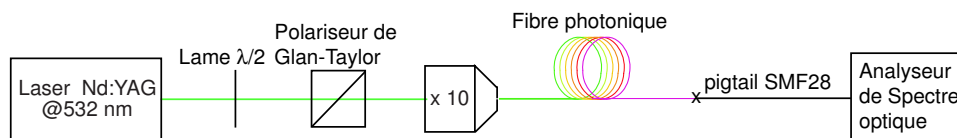


Fig. A.1 Dispositif expérimental pour la génération de continuum dans les fibres photoniques.

## A.2 Observation et formation de Supercontinuum

### A.2.1 Fibre PCF2.5

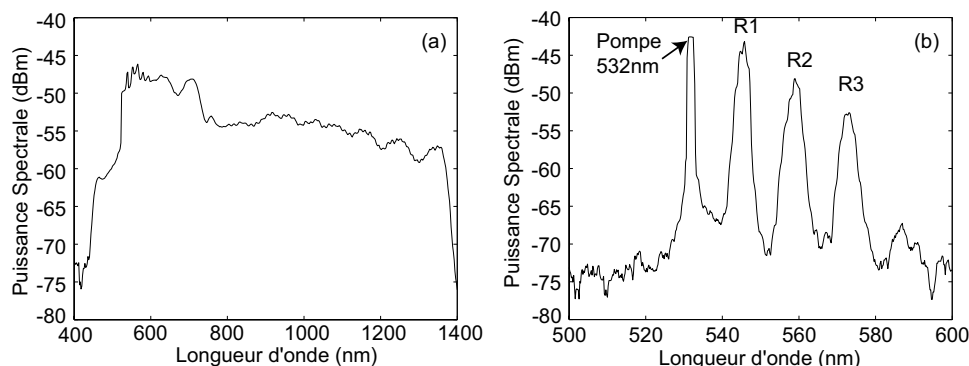
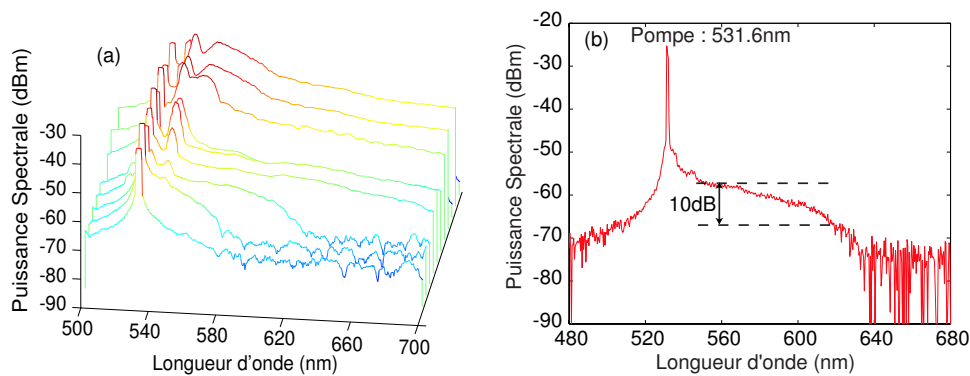


Fig. A.2 (a), génération d'un SC de 900 nm d'étendue spectrale pour une puissance d'entrée de 10 mW. (b), cascade Raman pour une puissance injectée de 2 mW.

Nous utilisons 37 m de la fibre photonique d'aire effective  $2,5 \mu\text{m}^2$  à 1550 nm dont la longueur d'onde de dispersion nulle est à 774 nm. Sur la figure A.2(a), on observe la

génération d'un SC de 450 nm à 1350 nm, soit 900 nm d'étendue spectrale. L'uniformité du SC est de l'ordre de 10 dB. Pour une faible puissance injectée nous observons sur la figure A.2(b) l'apparition d'une cascade Raman qui est à l'origine du SC, dont le premier ordre Stokes R1 est à 546 nm, en bon accord avec le décalage Raman dans la silice ( $\Omega_R=13,2$  THz). La cascade Raman permet de transférer l'énergie de la longueur d'onde d'excitation (532 nm) jusqu'au voisinage de la longueur d'onde de dispersion nulle (774 nm), là où des processus de génération paramétrique et d'instabilité de modulation permettent d'étendre et de lisser le SC [3–5]. Parallèlement, nous avons enregistré quelques spectres en sortie d'un petit tronçon de 1,7 m de la fibre PCF2.5 et pour des puissances d'entrée variant de 0,5 mW à 4 mW (voir figure A.3). Avant l'apparition du premier ordre Raman à la longueur



**Fig. A.3** (a), spectres de sortie pour une puissance d'entrée variant de 0,5 à 4 mW. (b), élargissement de 80 nm du côté des grandes longueurs d'ondes d'une amplitude de 10 dB.

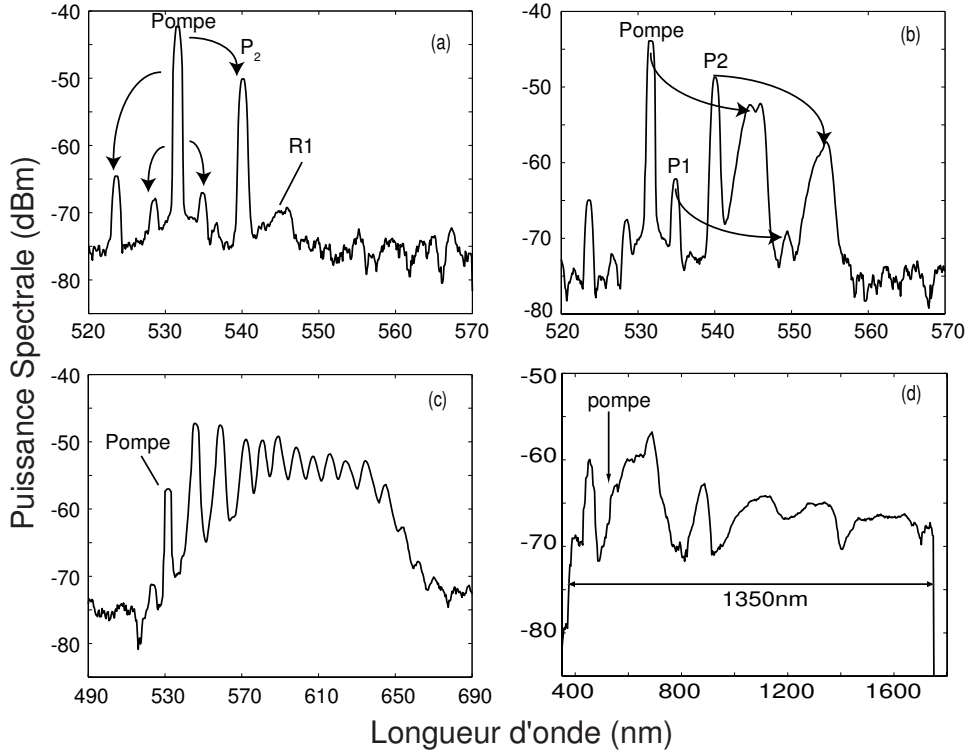
d'onde de 546 nm, nous observons un élargissement spectral assez conséquent, jusqu'à 620 nm, de 10 dB d'amplitude au dessus du bruit (voir figure A.3(a)). Ce phénomène qui apparaît uniquement du côté des grandes longueurs d'onde n'affecte pas la diffusion Raman qui mène à la formation d'un continuum (voir figure A.3(b)). L'apparition de ce piédestal du côté Stokes du spectre de la pompe ne peut être attribué ni à un effet de mélange à quatre ondes ou d'instabilité de modulation en raison de l'asymétrie spectrale, ni à la diffusion Raman stimulée seule qui s'amorce clairement sur la figure A.3(a) à partir d'une puissance de pompe plus élevée. Une explication plausible serait l'observation d'un régime transitoire entre les diffusions Raman spontanée et stimulée, en excitant préférentiellement un des modes d'ordres supérieurs de la fibre. Comme on l'a vu précédemment, la diffusion Raman débute par un régime spontané où les photons pompe sont diffusés sur un large spectre majoritairement côté Stokes. Le régime stimulé apparaît alors à des niveaux de puissances plus élevés en privilégiant la raie Stokes à 13,2 THz.

## A.2.2 Fibre PCF4

La figure A.4(d) présente un SC généré à la sortie de la fibre PCF4 de longueur 44 m, dont la longueur d'onde de dispersion nulle est de 867 nm, en ayant optimisé le couplage du faisceau laser. Le SC ainsi généré s'étend sur plus de 1350 nm, de 400 nm à 1750 nm, limite supérieure de l'analyseur de spectre optique. Comme on peut le remarquer, le spectre n'est pas très uniforme et fait apparaître en particulier une bande d'énergie relativement importante dans le bleu-indigo à 445 nm. Cette bande résulte nécessairement d'un processus



paramétrique puisque la diffusion Raman stimulée anti-Stokes n'est pas autorisée dans les fibres optiques. Afin d'analyser plus précisément la formation du SC, nous avons fait varier la



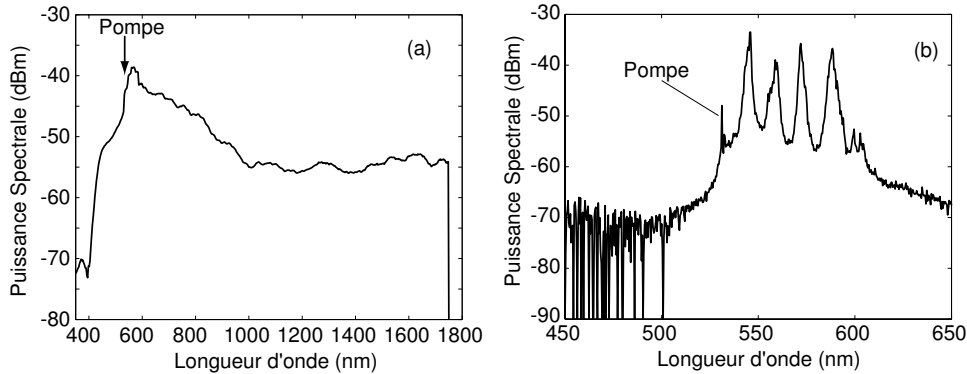
**Fig. A.4** Spectres de sortie de la fibre PCF<sub>4</sub> pour une puissance de pompe croissante. (a) processus paramétriques, (b) double diffusion Raman stimulée, (c) cascade Raman ( $P = 1$  mW), (d) SC de 1350 nm pour une puissance moyenne injectée de 20 mW.

puissance injectée. Les figures (A.4)(a)-(c) montrent respectivement les premières étapes de la formation du SC. Pour une puissance injectée au voisinage du seuil Raman, la figure A.4(a) montre deux processus de mélanges à quatre ondes, créant quatre bandes latérales décalées de 3 nm et 8 nm par rapport à la pompe. Sur cette même figure, nous observons la formation du premier ordre Raman R<sub>1</sub> à 546 nm. Notons aussi que la grande différence de puissance (15 dB) entre les bandes Stokes et anti-Stokes du premier processus FWM est causée par l'anti-symétrie spectrale de la réponse Raman et le transfert unilatéral d'énergie : la bande Stokes paramétrique P<sub>2</sub> est amplifiée par la diffusion Raman. Sur la figure A.4(b), le transfert d'énergie de la pompe vers la bande P<sub>2</sub> est suffisamment important pour que cette onde joue le rôle de pompe et génère sa propre diffusion Raman à 553 nm. Pour une puissance moyenne ( $P=1$  mW, cf. A.4(c)), on observe une cascade Raman dont les ordres sont progressivement élargis, puis se recouvrent pour former le continuum de la figure A.4(d). Cette dynamique de couplage entre composantes paramétriques et cascade Raman est similaire à ce qui a déjà été observé dans des fibres usuelles de télécommunications [6].

### A.2.3 Fibre PCF4P

Nous avons ensuite testé la fibre PCF4P, dopée au phosphore, qui possède un fort coefficient non linéaire mais dont les pertes par absorption sont assez importantes malgré sa courte longueur de 39 m. La figure A.5 montre la génération un SC de 400 nm à 1750 nm,

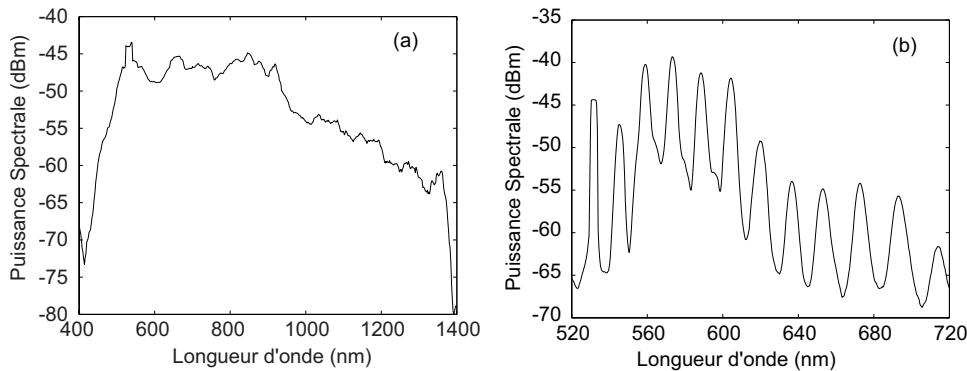
soit 1350 nm d'étendue spectrale. Nous détaillerons dans l'annexe suivante les propriétés Raman particulières de cette fibre PCF4P.



**Fig. A.5** (a), une puissance de 14 mW génère un SC de 1350 nm d'étendue spectrale dans la fibre PCF4P. (b), cascade Raman pour une puissance injectée de 4 mW.

### A.2.4 Fibre PCF8

Pour cette fibre PCF8, dont la longueur d'onde de dispersion nulle est d'environ 955 nm, nous avons utilisé une grande longueur de fibre (100 m) et couplé une puissance moyenne de 14 mW. Le spectre de SC ainsi obtenu à la sortie de la fibre est présenté à la figure A.6(a). Il s'étend de manière uniforme sur 950 nm, de 400 à 1750 nm, avec une majorité de la densité spectrale dans le domaine visible. Une cascade Raman comportant 11 ordres (fig.A.6(b)) est obtenue lorsque l'on injecte une puissance de 3 mW.



**Fig. A.6** (a), génération d'un supercontinuum de 950 nm d'étendue spectrale pour une puissance injectée de 20mW dans le fibre PCF8. (b), cascade Raman contenant 11 ordres.

## A.3 Conclusion

Nous avons montré que ces fibres étaient tout à fait adaptées pour générer efficacement des supercontinuum de fréquences à l'aide d'un microlaser Nd :YAG compact, avec une étendue spectrale record de plus de 1350 nm obtenue avec la fibre PCF4. Il est à noter aussi que c'est la première fois à notre connaissance qu'un supercontinuum (1300 nm) est généré dans une fibre PCF dopée au phosphore, et cela malgré la forte atténuation de cette fibre [7].

# Amplification Raman dans les fibres à cristal photonique

---

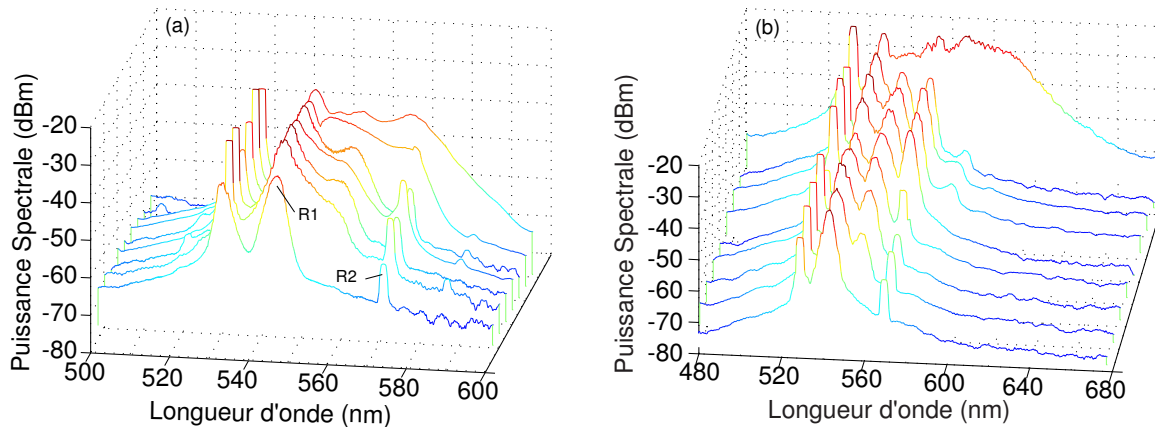


Nous présentons les résultats obtenus au cours des expériences d'amplification optique fondées sur l'effet Raman stimulé dans les fibres PCF4 et PCF4P. La première partie est dédiée à l'étude des spectres de diffusion Raman stimulée obtenus dans ces deux fibres. Nous montrerons en particulier la coexistence des modes de vibrations moléculaires associés à la silice et au dopage phosphore et leurs poids respectifs en fonction de la longueur de fibre utilisée. Des mesures de gain d'amplification sont présentées dans la deuxième partie, à partir d'un signal issu du filtrage spectral d'un continuum généré au préalable, soit dans une courte fibre photonique soit dans une fibre DSF (Fibre à dispersion décalée).

## B.1 Expérience de diffusion Raman stimulée

### B.1.1 Fibre PCF4P

Nous nous sommes particulièrement intéressés aux spectres de diffusion Raman stimulée émis dans la fibre PCF4P. Le montage expérimental est identique à celui utilisé précédemment pour générer les Continuum (fig. A.1). Différentes longueurs de fibres PCF4P ont été utilisées : 1,7 m et 4 m, et les spectres ont été enregistrés en incrémentant la puissance de 2 mW à 6 mW (figure B.1(a)). Le spectre à  $P=2$  mW montre clairement la présence de 2



**Fig. B.1** Spectres de diffusion Raman stimulée enregistrés à la sortie d'une fibre PCF4P de longueur 1,7 m à gauche, et de longueur 4 m à droite, pour une puissance injectée variant de 2 à 6 mW (à gauche) et de moins d'1 mW à 3 mW (à droite).

bandes Raman : une première R1 centrée à la longueur d'onde de 545 nm ( $\Omega_{R1}=13,5$  THz) une deuxième R2 centrée à la longueur d'onde de 569 nm ( $\Omega_{R2}=39,3$  THz). On peut remarquer aussi que les 2 bandes Raman n'ont ni la même largeur spectrale ni la même densité de puissance, en bon accord avec les mesures reportées dans la littérature [8, 9]. La bande la plus éloignée à 569 nm est plus étroite ( $\Delta\Omega_{R2} \simeq 1,5$  THz) et plus faible ( $\Delta P_{R1-R2} = 22$  dB) que celle à 545 nm ( $\Delta\Omega_{R1} \simeq 5,5$  THz). Lorsque la puissance de pompe augmente, la figure B.1(a) montre que la bande à  $\Omega_{R2}$  s'élargit significativement jusqu'à 555 nm pour finalement fusionner avec la bande  $\Omega_{R1}$ . Il en résulte une bande de diffusion Raman stimulée uniforme et extrêmement étendue allant de 540 nm à 575 nm, soit plus de 30 THz. L'élargissement de la raie  $\Omega_{R1}$  peut être attribuée à la génération du second ordre Stokes Raman, dont la longueur d'onde est estimée à 560 nm, soit  $2\Omega_{R1}$ . Ce deuxième ordre Raman, encore plus large spectralement que le premier ordre Stokes R1 [6], peut jouer le rôle de pompe et ainsi

amplifier la bande phosphore à  $\Omega_{R2}$  pour générer finalement un spectre large et uniforme. Cette explication semble être confortée lorsqu'on examine en détail les spectres enregistrés sur la figure B.1(b), qui ont été réalisés dans une plus grande longueur de fibre (4m). Sur cette figure, on distingue clairement le 1er ordre Stokes et la raie phosphore, puis le deuxième ordre Stokes entre les deux. La raie phosphore est alors suffisamment amplifiée pour générer un quatrième ordre Raman. Pour une puissance de 3 mW, les différents ordres Raman ainsi que le pic phosphore se recouvrent et forment un continuum de fréquences de plus de 80 THz. Il est à noter aussi que la différence de puissance entre les 2 bandes Raman est encore plus prononcée dans le grand tronçon de fibre, ceci indiquant une compétition entre les gains Raman associés respectivement à la silice et au dopage phosphore en fonction de la longueur de fibre.

### B.1.2 Fibre PCF4

A titre de comparaison, nous avons testé la fibre PCF4 non dopée de même aire effective et de même longueur ( $L=1,7$  m). Comme nous pouvons le voir sur la figure B.2, lorsque l'on augmente la puissance injectée, un premier ordre Raman (R1) apparaît à 13,2 THz de la fréquence de pompe, ainsi que deux bandes latérales décalées de 6,75 THz par rapport à la pompe, résultant d'un processus de mélange à quatre ondes. Dès l'apparition du deuxième ordre Raman, nous ne pouvons plus distinguer les différentes raies Raman.

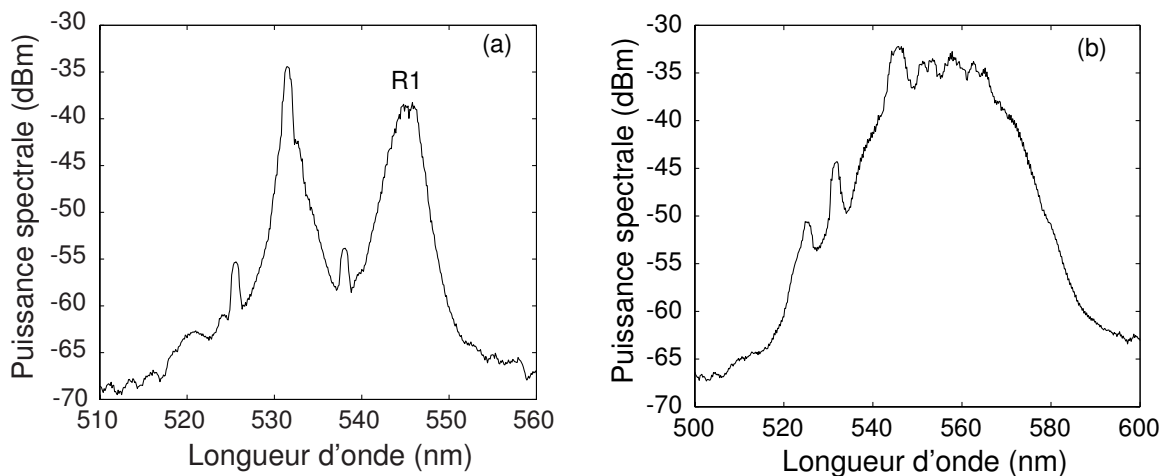
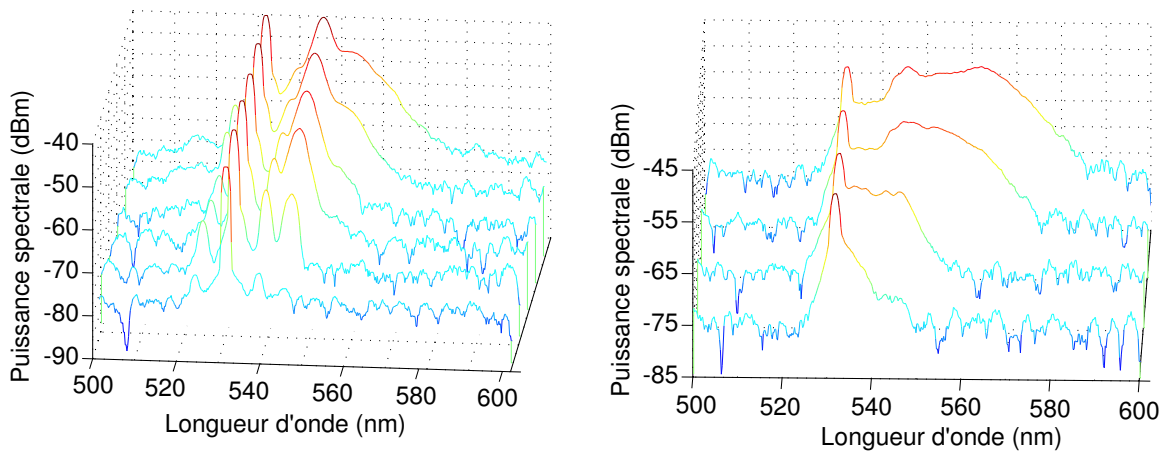


Fig. B.2 Spectres de sortie pour une puissance injectée de 2 mW (a) et 6 mW (b).

### B.1.3 Concaténation d'une fibre PCF4 et d'une fibre PCF4P

Nous avons ensuite réalisé par soudure une concaténation des fibres PCF4 et PCF4P de longueur totale 3,4 m. Malgré le fait que ces deux fibres aient été soudées par arc électrique, ce qui entraîne beaucoup de pertes, nous sommes parvenus à observer des effets non linéaires. Sur la figure B.3, nous avons représenté les spectres de sortie selon que l'injection s'effectue suivant l'une ou l'autre des deux extrémités de l'échantillon concaténé. Dans les deux cas, la raie phosphore n'est pas visible. Lorsque l'on injecte du côté de la fibre PCF4, nous retrouvons les résultats obtenus dans la fibre PCF4 seule (fig.B.2), pour laquelle un premier ordre Raman se forme puis les différentes raies se superposent lorsque l'on augmente la



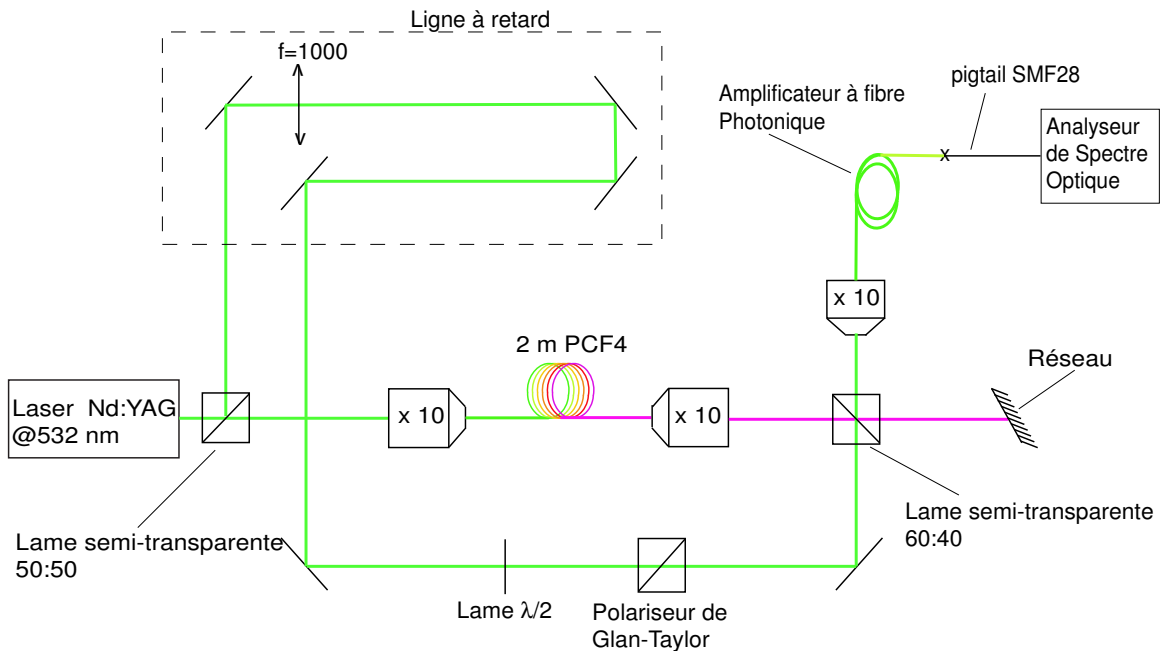
**Fig. B.3** Spectres de sortie lorsque l'on injecte du côté de la fibre PCF4 (à gauche) et du côté de la fibre PCF4P (à droite).

puissance. L'injection du côté de la fibre PCF4P donne un scénario différent. Le premier ordre Raman n'est pas discernable et nous observons un élargissement vers les grandes longueurs d'ondes.

## B.2 Expérience d'amplification Raman

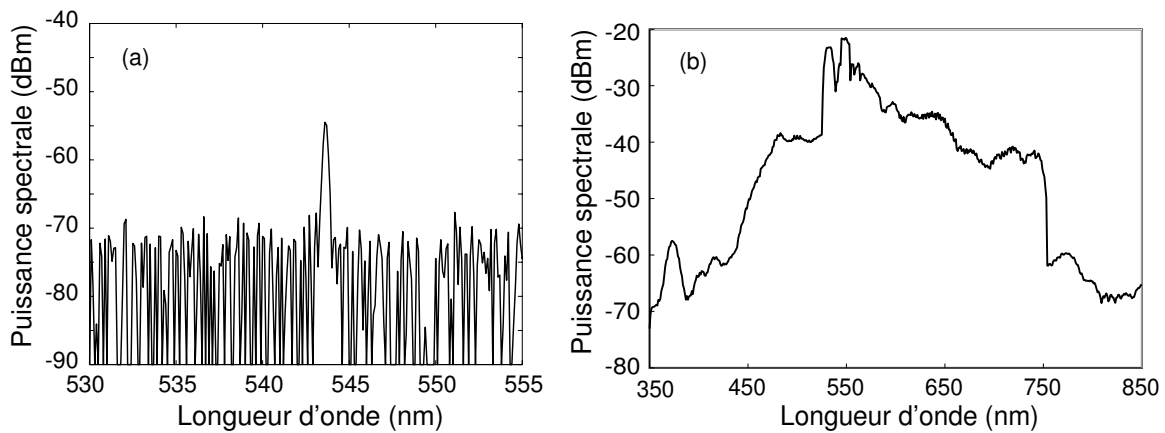
### B.2.1 Montage expérimental

Le montage expérimental utilisé pour la mesure de gain Raman est illustré par la figure B.4. Il est constitué de deux chemins optiques différents, un pour la pompe et l'autre pour la génération du signal à amplifier. Le laser est dans un premier temps séparé en 2 faisceaux de même puissance par une lame séparatrice 50/50.



**Fig. B.4** Montage expérimental d'amplification Raman dans une fibre photonique.

La première moitié du faisceau, qui joue le rôle de pompe, suit une ligne à retard optique avant d'être recombinaée au signal à l'aide d'un deuxième séparateur de faisceau 60/40. Cette ligne à retard compense la propagation du signal dans la première fibre et permet d'injecter les deux faisceaux en synchronisation dans la fibre amplificatrice. La génération d'un signal accordable en longueur d'onde, nécessaire pour mesurer le spectre de gain Raman, est réalisée au moyen d'une fibre à continuum et d'un spectroscopie à réseau de 600 tr/mm. Nous avons utilisé 2 m de fibre PCF4 pour générer un supercontinuum de 450 à 750 nm, représenté sur la figure B.5(b). Le spectre du signal filtré issu du SC, observé à la sortie de l'amplificateur lorsqu'il s'y propage seul, est illustré sur la figure B.5(a). Sa largeur spectrale, limitée par la résolution du spectroscopie, est de 0,1 nm.



**Fig. B.5** (a), spectre du signal non amplifié à la sortie de l'amplificateur. (b), continuum de 300 nm d'étendue spectrale généré dans 2 m de fibre photonique PCF4 avec une puissance injectée de 14 mW.

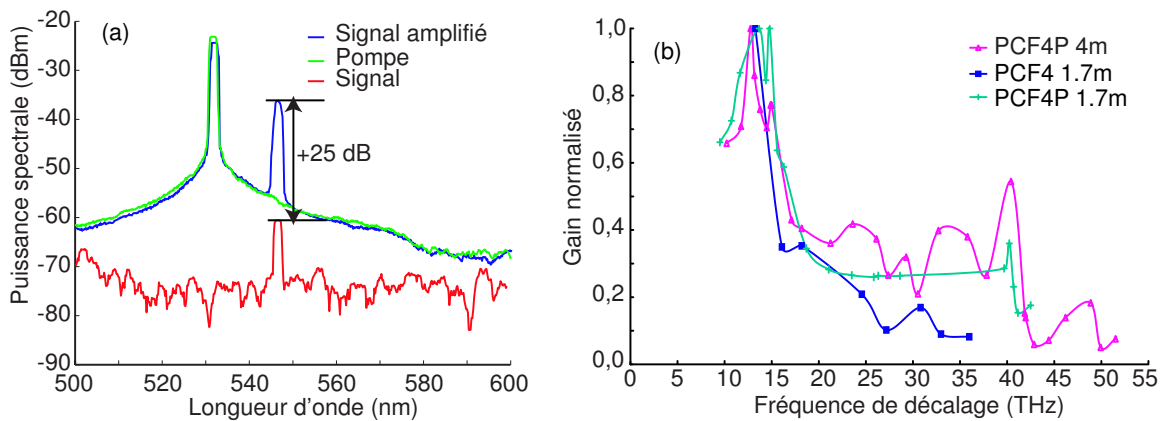
## B.2.2 Résultats dans la fibre PCF4

La figure B.6(a) montre un spectre d'amplification Raman réalisé dans une fibre PCF4 de longueur 1,7 m, et pour un signal décalé de 13,2 THz par rapport à la pompe. Le gain Raman (pompe éteinte/pompe allumée) atteint 25 dB. La mesure du gain s'effectue avec une puissance pompe en dessous du seuil d'apparition Raman. La courbe de gain Raman mesurée en fonction du décalage fréquentiel pompe-signal est présentée sur la figure B.6(b). Le gain est normalisé par rapport au maximum qui est obtenu lorsque le signal est décalé de 13,2 THz de la pompe. Lors des mesures, le niveau de la pompe était trop important pour observer le signal amplifié entre la pompe et le premier ordre Raman, qui était noyé dans le bruit de l'analyseur de spectre. C'est pourquoi nous n'avons pu relever le gain entre la pompe et le premier ordre Raman. De plus, les fluctuations du signal issu du continuum et la difficulté d'observation du signal amplifié rendent l'acquisition difficile et se traduisent par des courbes de gain de très faible densité de points. Néanmoins, l'allure du spectre de gain Raman dans cette fibre photonique est identique à celui des fibres conventionnelles SMF.

## B.2.3 Résultats dans la fibre PCF4P

La figure B.6 montre également les spectres de gain Raman obtenu dans la fibre dopée P<sub>2</sub>O<sub>5</sub> pour deux longueurs de fibre, 1,7 m et 4 m. Alors que le gain Raman est maximum a



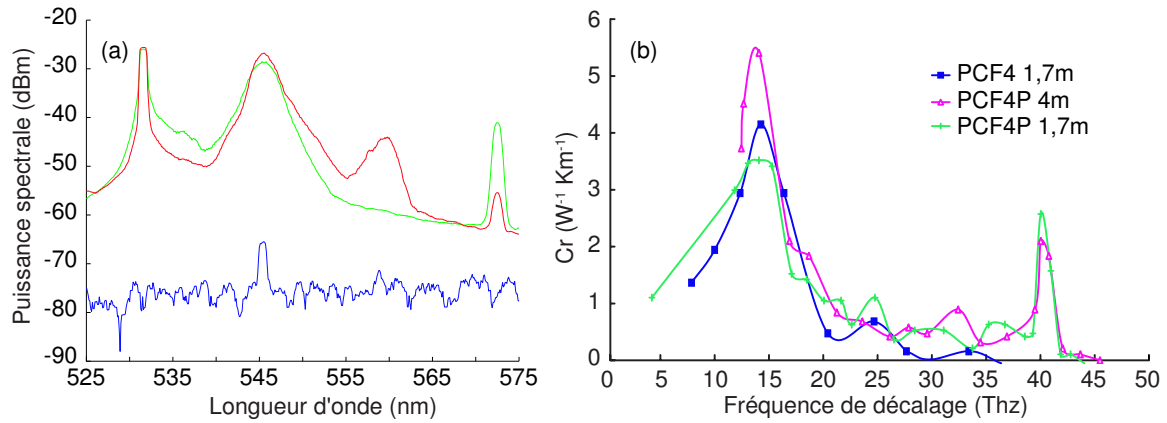


**Fig. B.6** (a), spectre de la pompe, du signal à 446 nm et du signal amplifié de 25 dB dans la fibre PCF<sub>4</sub> de 1,7 m. (b), spectre de gain Raman dans trois fibres photoniques avec un signal issu d'un continuum généré dans la PCF<sub>4</sub>.

13 THz et décroît rapidement pour des plus grands écarts de fréquence dans la fibre PCF<sub>4</sub>, celui de la fibre PCF<sub>4</sub>P de 1,7 m fait apparaître un deuxième maxima situé à 40 THz, qui est associé au dopage P<sub>2</sub>O<sub>5</sub>. Il est à noter aussi que le gain entre les 2 maxima est non nul. En comparant les résultats des fibres PCF<sub>4</sub>P de 1,7 m et 4 m (fig. B.6), on s'aperçoit que le gain Raman situé à 40 THz est assez réduit dans le grand tronçon de fibre. Ce résultat illustre bien la compétition entre les 2 bandes de gain Raman dans la fibre PCF<sub>4</sub>P, qui dépend directement de longueur de fibre utilisée. Le gain maximal dans cette fibre de 4 m atteint 30 dB pour un signal localisé à une fréquence décalé de 13,2 THz par rapport à la pompe. Toutefois, la puissance du signal détecté à la sortie de l'amplificateur est très faible car d'une part la puissance moyenne du continuum est inférieure au milliwatt, et d'autre part, les pertes linéiques importantes de cette fibre rendent les mesures de gain très difficiles. Pour une puissance signal encore plus importante, la figure B.7(a) montre que le signal amplifié à 13 THz est à l'origine de l'apparition du deuxième ordre Raman (courbe rouge, pompe avec signal) au détriment de la raie phosphore (courbe verte, pompe sans signal).

#### B.2.4 Utilisation d'une fibre DSF pour générer le signal

Nous avons remarqué que les mesures de gain Raman étaient particulièrement limitées par la puissance trop faible du signal injecté et la longueur de fibre. Afin d'augmenter la puissance du signal, nous utilisons maintenant une fibre standard DSF pour générer le continuum [6]. Dans ce type de fibre, le continuum ainsi généré est beaucoup plus puissant et moins étendu spectralement que pour la fibre PCF<sub>4</sub>, ce qui permet d'accéder à des puissances de sortie plus importantes (>1mW) dans l'intervalle 532-590 nm. Ainsi, le signal non amplifié à la sortie de l'amplificateur se trouve augmenté de 8 à 10 dB. Nous obtenons ainsi une meilleure dynamique pour la mesure du gain dans les trois échantillons de fibre photonique. Sur la figure B.7, nous représentons le coefficient de gain Raman dans chaque fibre défini par la relation  $C_R = G / (L_{\text{eff}} P_C)$  ou  $G$  est le Gain en dB,  $L_{\text{eff}}$ , la longueur effective et  $P_C$  la puissance crête. Dans la fibre PCF<sub>4</sub>P de 4m avec  $L_{\text{eff}} = 3,82$  m,  $G = 28$  dB et  $P_C = 120$ W, nous obtenons un coefficient de gain Raman six fois plus élevé que dans une fibre standard. Pour les trois fibre photoniques, les courbes de gain sont similaires à celles mesurées avec un continuum



**Fig. B.7** (a), dans la fibre PCF4P de 4m, en plaçant un signal (bleu) sur le premier ordre Raman de la pompe (vert), on fait apparaître le deuxième ordre Raman sur le signal amplifié (rouge). (b), mesure du spectre de gain Raman dans trois PCF (PCF4 de 1,7 m, PCF4P de 1,7 m et 4 m) avec un signal issu d'un continuum généré dans une fibre DSF.

issu d'une fibre photonique même si le gain mesuré entre le premier ordre Raman et la raie phosphore est beaucoup plus faible.

### B.3 Conclusion

Ce travail a porté sur une étude expérimentale de la diffusion Raman stimulée et de l'amplification Raman d'un signal faible, avec une attention spéciale pour la fibre dopée au phosphore. Nous avons mis en évidence la coexistence des deux bandes de diffusion Raman à 13,2 THz et 40 THz, cette dernière associée à l'oxyde de phosphore P<sub>2</sub>O<sub>5</sub>, et notamment leur compétition en fonction de la longueur de fibre utilisée. En particulier, nous avons observé un nouveau régime de diffusion Stokes dans un tronçon court de la fibre PCF4 sur un spectre large de plus de 80 THz [7]. Les expériences d'amplification Raman, réalisées au moyen d'un signal issu d'un supercontinuum filtré, ont montré d'une part des gains Raman atteignant jusqu'à 30 dB sur de courtes longueurs de fibre, et d'autre part une amplification efficace à des fréquences très éloignées de la pompe (40 THz) dans la fibre PCF4P.

**Mélange à quatre ondes (FWM) et  
instabilité de modulation (MI) dans  
les fibres microstructurées**

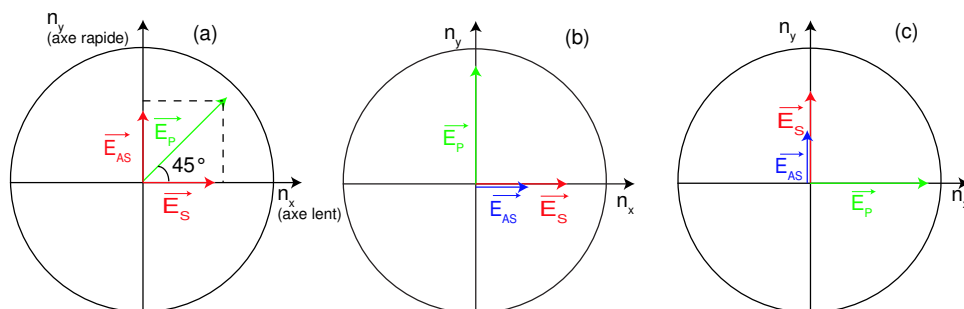
---



Nous présentons les résultats des mesures de spectres de mélange à quatre ondes, par instabilité de polarisation et par accord de phase modal, ainsi que la mesure de la forte biréfringence des fibres photoniques que nous avons eues à notre disposition.

## C.1 Rappel

L'instabilité de modulation est un phénomène non linéaire d'ordre trois qui se traduit par la brisure spontanée d'une onde continue en un train périodique d'impulsions ultra-brèves. Ce phénomène est basé sur le processus de mélange à quatre ondes dégénéré qui est décrit par l'annihilation de deux photons, dits de pompe, et la création de deux autres photons, appelés Stokes et anti-Stokes, à des fréquences symétriques par rapport à la pompe, ce qui permet la conservation de l'énergie et de la pulsation. Pour être efficace, le mélange à quatre ondes doit satisfaire une relation d'accord de phase précise entre les ondes mises en jeu dans le milieu Kerr. Pour les fibres optiques, cette relation d'accord de phase fait intervenir des termes linéaires, dus à la dispersion de vitesse de groupe et à la biréfringence de la fibre, et des termes non linéaires, dus à l'auto et l'intermodulation de phase [10]. Lorsque la biréfringence entre en jeu dans la relation de dispersion, le phénomène est appelé respectivement instabilité de modulation croisée ou instabilité de polarisation selon que l'onde de pompe est respectivement polarisée à  $45^\circ$  des axes biréfringents ou parallèle à un des 2 axes, comme illustré sur la figure C.1.



**Fig. C.1** *A gauche, la pompe est polarisée à  $45^\circ$  des lignes neutres de la fibre, au centre et à droite, la pompe est polarisée respectivement suivant l'axe rapide et l'axe lent.*

Dans le cas où la pompe se propage en régime normal de dispersion ( $\beta_2 > 0$ ) et qu'elle est orienté à  $45^\circ$  des axes neutres de la fibre fig. C.1(a), le mélange à quatre ondes produit alors un photon Stokes sur l'axe lent et un photon anti-Stokes sur l'axe rapide dont l'écart en fréquence avec la pompe  $\Omega = \omega_P - \omega_S = \omega_S - \omega_P$  satisfait la relation d'accord de phase  $\beta_{Px} + \beta_{Py} - \beta_{Sx} - \beta_{ASy} = 0$ , ce qui donne l'équation du deuxième ordre suivante [10]

$$-\Delta\beta\Omega + \beta_2\Omega^2 + \gamma P = 0 \quad (\text{B.1})$$

dont le couple de solutions est donnée par :

$$\Omega = \frac{\Delta\beta}{2\beta_2} \left( 1 \pm \sqrt{\frac{4\beta_2\gamma P}{\Delta\beta^2}} \right) \quad (\text{B.2})$$

où  $\Delta\beta$  est la différence de constante de propagation des 2 axes lent et rapide de la fibre,  $\beta_2$  est la dispersion de vitesse de groupe,  $\gamma$  le coefficient non linéaire et  $P$  la puissance totale de

pompe. Les processus d'instabilité de polarisation (PMI, *Polarization modulation instability*) sont différents selon que la pompe se trouve polarisée sur l'axe rapide ou lent de la fibre. En régime de dispersion normal, lorsque la pompe est sur l'axe lent de la fibre ( $n_y$ ), il n'y a aucun seuil de puissance pour générer l'instabilité. Cette instabilité devrait par conséquent être observable dans des fibres de faible et de forte biréfringence. L'écart en fréquence entre la pompe et la bande paramétrique est donné par la relation suivante :

$$\Omega_{\text{pic}} = \sqrt{\frac{((2/3) \gamma P + 2 k_0 \Delta_n)}{\beta_2}} \quad (\text{B.3})$$

avec  $k_0$  le vecteur d'onde et  $\Delta_n$  la biréfringence de la fibre. En régime de dispersion normal, lorsque la pompe est polarisée sur l'axe rapide de la fibre ( $n_y$ ), l'instabilité apparaît au dessus d'un seuil de puissance défini par la relation suivante  $P_{\text{seuil}} = k_0 \Delta_n / (2/3) \gamma$  [11]. Le décalage en fréquence  $\Omega$  crée par cette PMI est donnée par les relations suivantes :

$$\Omega = \begin{cases} 0, & P_{\text{seuil}} < P < 2P_{\text{seuil}} \\ ((2/3) \gamma P + 2 k_0 \Delta_n) / \beta_2)^{1/2}, & P > 2P_{\text{seuil}} \end{cases} \quad (\text{B.4})$$

## C.2 Instabilité de polarisation

Les fibres microstructurées à cœur plein, dont la gaine est constituée d'un arrangement triangulaire de trous ne possèdent pas à priori de biréfringence car leur structure a une symétrie de révolution  $\pi/3$  [12]. Cependant, des travaux effectués par Labonte *et al.* [13] ont montré la forte influence des imperfections géométriques le long de la fibre sur la biréfringence. Nous avons réalisé des expériences d'instabilité de polarisation dans la fibre PCF2.5 de longueur 1,7 m. La mesure du décalage en fréquence des bandes paramétriques ainsi générées par l'instabilité nous a permis d'estimer la biréfringence de ces fibres. Le montage expérimental est identique à celui de la figure A.1 excepté qu'une seconde lame demi-onde est insérée après le polariseur de Glan-Taylor pour ajuster la polarisation incidente à l'entrée de la fibre. Lorsque nous injectons une puissance de l'ordre de 6 mW, nous observons, en plus de la raie Raman à 544,8 nm, deux raies latérales fortement décalées : une dans le rouge à 621,5 nm et l'autre dans le bleu à 464,5 nm, comme le montre la figure C.2. Ces 2 bandes paramétriques Stokes et anti-Stokes correspondent à un décalage très important  $\Omega=81,5$  THz par rapport à la pompe. Nous avons identifié que le phénomène d'instabilité observé correspond au cas où la pompe est polarisée sur l'axe lent car d'une part il n'y pas de seuil élevé de puissance, et d'autre part la relation d'accord de phase du processus croisé à  $45^\circ$  (fig. C.1(b)) donne un décalage spectral plus faible [11]. La valeur de la biréfringence est donnée par la relation suivante :

$$\Delta_n = (\Omega^2 \beta_2 - 2/3 \gamma P) / (2 k_0) \quad (\text{B.5})$$

L'aire effective ( $A_{\text{eff}}$ ) et la dispersion ( $\beta_2$ ) à la longueur d'onde de 532nm déterminées à partir de simulations numériques sont respectivement de  $2,089 \mu\text{m}^2$  et  $5,63 \cdot 10^{-26} \text{s}^2/\text{m}$ . Le coefficient non linéaire correspondant vaut  $141,5 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ . La puissance crête de 1567 W correspond à des impulsions de 600 ps émises à une fréquence de 6,7 kHz et dont la puissance moyenne est de 6 mW. Ces valeurs nous donnent une biréfringence de  $6,2 \times 10^{-4}$ , en bon accord avec les résultats de L. Labonte *et al.* [14] qui estime la biréfringence dans cette fibre entre 8,6

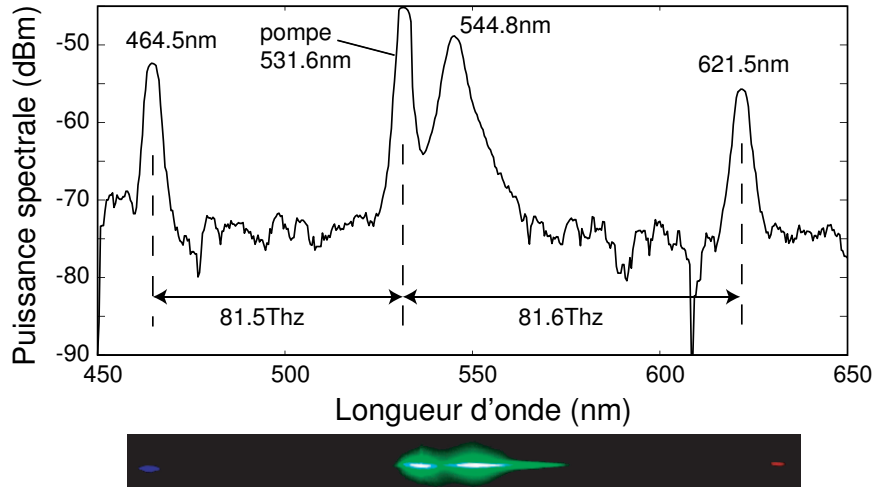


Fig. C.2 En haut, spectre de sortie présentant deux raies latérales séparées de 81,5 THz par rapport à la pompe, en bas, image de la sortie de la fibre correspondant au spectre ci-dessus.

$\times 10^{-4}$  (calcul) et  $10,2 \cdot 10^{-4}$  (mesure). Sur la figure C.3 nous avons tracé la biréfringence donnée par la relation B.5 en fonction de la dispersion pour des valeurs de puissance, de coefficient non linéaire et de décalage en fréquence variant de façon significative. On peut

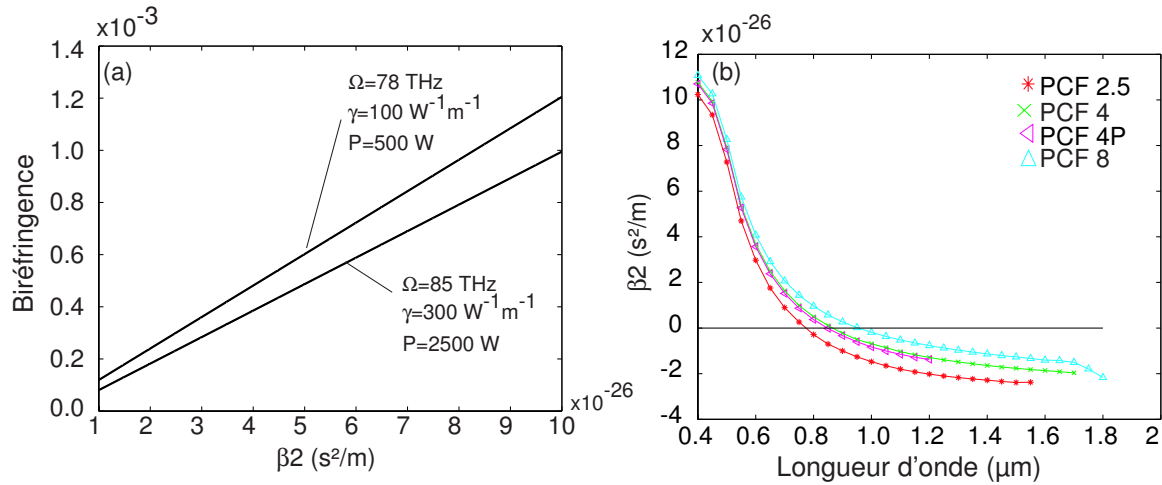


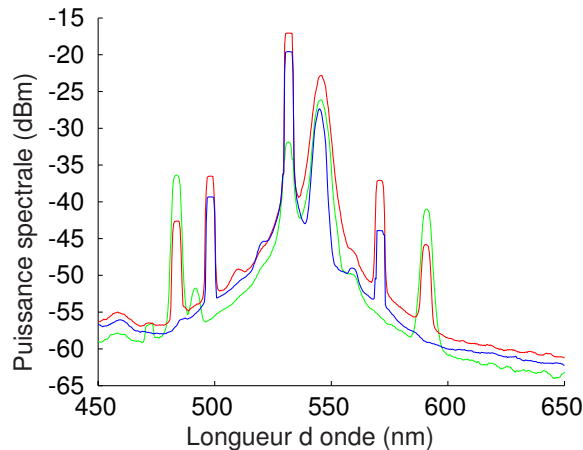
Fig. C.3 (a), représentation de la biréfringence en fonction de la dispersion. (b), Courbe de dispersion en fonction de la longueurs d'onde.

remarquer sur la figure C.3(b) que la pente de la dispersion à la longueur d'onde de 532 nm est très importante. Pour une valeur de dispersion estimée à  $5,63 \cdot 10^{-26} \text{ s}^2/\text{m} \pm 0,5 \cdot 10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$  la biréfringence est égale à  $6,2 \cdot 10^{-4} \pm 0,6 \cdot 10^{-4}$ .

### C.3 Mélange à quatre ondes multiple par accord de phase modal

Nous avons réalisé d'autres expériences de mélange à quatre ondes dans la fibre PCF8 de courte longueur 1,7 m, qui est fortement multimode dans le visible. En injectant une puissance de 6 mW et en modifiant légèrement les conditions d'injection, nous observons trois régimes différents que nous reportons sur la figure C.4. Premièrement, deux bandes

paramétriques Stokes et anti-Stokes sont générées aux longueurs d'onde respectives de 571 nm et 498 nm, i.e., décalées de  $\Omega=38$  THz par rapport à la pompe (courbe bleue). L'observation des modes de propagation à l'aide d'un spectroscopie à réseau placé à la sortie de la fibre a révélé que les bandes Stokes et anti-Stokes se propagent respectivement dans le premier mode d'ordre supérieur LP11 et le mode fondamental LP01 de la fibre PCF8. Il s'agit par conséquent d'un processus de mélange à quatre ondes dégénéré par accord de phase modal faisant intervenir la pompe dans ces deux modes de propagation. On pourrait ainsi mesurer précisément la constante de propagation du 1er mode d'ordre supérieur, simplement à partir de l'écart spectral pompe-Stokes, en appliquant la relation de dispersion suivante  $(\beta_1^{01} - \beta_1^{11})\Omega + \beta_2\Omega^2/2 = 0$  où le premier terme représente la différence de vitesse de groupe entre les modes LP01 et LP11 de la fibre,  $\beta_2$  est la dispersion de vitesse de groupe. Deuxièmement, pour une autre condition d'injection, deux bandes paramétriques supplémentaires apparaissent aux longueurs d'onde 591 nm et 483,5 nm, i.e., décalées de 56,5 THz. L'observation des modes de propagation à l'aide d'un spectroscopie à réseau a



**Fig. C.4** Observation de raies latérales dues à la biréfringence de la PCF8. Polarisation linéaire en bleu, rotation de la polarisation de 45° en rouge et polarisation à 90° en vert.

révélé que ces nouvelles bandes Stokes et anti-Stokes encore plus éloignées se propagent respectivement dans le deuxième mode d'ordre supérieur LP21 et le 1er mode d'ordre supérieur LP11 de la fibre PCF8. Il s'agit d'un processus de mélange à quatre ondes dégénéré par accord de phase modal d'ordre supérieur faisant intervenir la pompe dans des modes d'ordre élevé. Encore une fois, il est possible de déterminer la constante de propagation de ces modes, simplement à partir de la mesure de l'écart spectral pompe-Stokes.

## C.4 Conclusion

Nous avons présenté des expériences d'instabilité de polarisation et de mélange à quatre ondes dans les fibres PCF2.5 et PCF8. D'importants écart spectraux atteignant 80 THz entre la pompe à 532 nm et les bandes paramétriques ont été mesurés dans la fibre PCF2.5 et nous ont permis d'évaluer la forte biréfringence de groupe de cette fibre. Par ailleurs, nous avons observé un double processus de mélange à quatre ondes dans la fibre PCF8 où des accords de phase entre les modes d'ordres supérieurs (LP11 et LP21) interviennent.



## Bibliographie

- [1] D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall et S. T. Cundiff, “Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequencies synthesis”, *Science*, **288**, pp. 635–639 (2000).
- [2] C. Courvoisier, A. Mussot, R. Bendoula, T. Sylvestre, J. G. Reyes, G. Tribillon, B. Wacogne, T. Gharbi et H. Maillotte, “Broadband supercontinuum in a microchip–laser–pumped conventional fiber : towards biomedical applications”, *Laser Physics*, **14**, n° 4, pp. 507–514 (2004).
- [3] L. Provino, J. Dudley, H. Maillotte, N. Grossard, R. Windeler et B. Eggleton, “Compact broadband continuum source based on a microchip laser pumped microstructured fibre”, *Electron. Lett.*, **37**, pp. 558–560 (2001).
- [4] S. Coen, A. H. L. Chau, R. Leonhardt, J. D. Harvey, J. C. Knight, W. J. Wadsworth et P. S. J. Russell, “Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave-mixing in photonic crystal fibers”, *Journal of the Optical Society of America B*, **19**, pp. 753–764 (2002).
- [5] J. Dudley, L. Provino, N. Grossard, H. Maillotte, R. Windeler, B. Eggleton et S. Coen, “Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping”, *Journal of the Optical Society of America B*, **19**, pp. 765–771 (2002).
- [6] A. Mussot, T. Sylvestre, L. Provino et H. Maillotte, “Generation of a broadband single-mode supercontinuum in a conventional dispersion–shifted fiber by use of a subnanosecond microchip laser”, *Optics Letters*, **28**, n° 19, pp. 1820–1822 (2003).
- [7] J. C. Beugnot, T. Sylvestre, H. Maillotte et G. Mélin, “Diffusion Raman stimulée et génération de supercontinuum dans une fibre optique microstructurée dopée au phosphore”, dans *Journées Nationales d’Optique Guidée, JNOG*, pp. 162–164 (8-10 Novembre, Chambéry, France).
- [8] E. M. Dianov, “Advances in Raman fibers”, *J. Lightwave Technol.*, **20**, n° 8, pp. 1457–1462 (2002).
- [9] F. L. Galleener, J. C. Mikkelsen, R. H. Geils et W. J. Mosby, “The relative Raman cross section of vitrous SiO<sub>2</sub>, GeO<sub>2</sub>, B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, and P<sub>2</sub>O<sub>5</sub>”, *Appl. Phys. Lett.*, **32**, pp. 34–36 (1978).
- [10] T. Sylvestre, *Amplification et conversion paramétriques, décalage et suppression de fréquences par processus Kerr et Raman dans les fibres optiques*, Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté (1999), N° 722.
- [11] S. Murdoch, R. Leonhardt et J. D. Harvey, “Polarization modulation instability in weakly birefringent fibers”, *Optics Letters*, **20**, n° 8, pp. 866 (1995).
- [12] M. Steel, “Symmetry and degeneracy in microstructured optical fibers”, *Optics Letters*, **26**, pp. 488–490 (2001).
- [13] L. Labonte, F. Bahloul et P. Roy, “Dispersion measurement into a highly birefringent  $\pi/3$  symmetrical microstructured optical fiber”, dans *European Conference of Optical Communication, ECOC* (21-25 septembre, Rimini, Italie).

- [14] L. Labonte, F. Bahloul et P. Roy, “Analyse expérimentale et théorique de la biréfringence dans les fibres microstructurées air-silice”, dans *Journées Nationales d’Optique Guidée, JNOG* (25-27 Octobre, Paris, France).

## Résumé

### *La diffusion Brillouin dans les fibres optiques microstructurées*

La diffusion Brillouin stimulée (DBS), résultant d'une interaction acousto-optique, est connue pour limiter la puissance transmise dans une fibre optique, mais sa grande sensibilité aux conditions extérieures la rend très intéressante dans le domaine des capteurs distribués. La nouvelle génération de fibres optiques microstructurées, apparue à la fin des années 90, présente un potentiel intéressant pour les interactions acousto-optiques car la succession périodique de micro canaux d'air emprisonnés dans la silice permet de confiner simultanément les modes optiques et acoustiques. A travers différentes expériences, ce travail de doctorat présente une étude détaillée de l'influence de la microstructure air-silice sur la dynamique de l'effet Brillouin tant dans la dimension transverse que longitudinale de la fibre photonique. Nous avons ainsi mis en évidence l'excitation de modes acoustiques transverses localisés dans le coeur de la fibre et piégés par la microstructure, à des fréquences hypersonores dépassant parfois le GHz, en bon accord avec le calcul numérique par élément finis des modes acoustiques de la fibre. De plus, les mesures du spectre de rétrodiffusion Brillouin stimulée ont également révélé le caractère acoustique multimode ainsi que l'augmentation significative du seuil Brillouin dans la plupart des fibres étudiées. Ces résultats ont été confirmés par des mesures distribuées du spectre Brillouin, qui ont montré la grande sensibilité aux contraintes mécaniques des fréquences Brillouin. En annexe à cette thèse, nous avons étudié la génération de supercontinuum, la diffusion Raman et le mélange à quatre ondes dans de courtes longueurs de fibres microstructurées.

**Mots-clés** : Optique nonlinéaire, diffusion Brillouin, mesures distribuées, fibre optique, fibre microstructurée, acoustique, diffusion Raman et Supercontinuum.

## Abstract

### *Brillouin Scattering in photonic crystal fibre*

This thesis deals with both forward and backward Brillouin scattering (BS) in microstructured optical fibres (MOF) which results from an interaction between a light wave and an acoustic wave. This work shows that the wavelength-scale periodic succession of air-holes in MOFs drastically changes the elastic wave distribution and thus leads to novel dynamical behaviours for Brillouin scattering with respect to what occurs in conventional telecommunication fibres. First, our experiment results revealed that forward or guided-acoustic wave Brillouin scattering in MOFs is substantially enhanced only for a set of high-frequency acoustic modes that are strongly localized to the MOF's core, as numerically predicted by the finite element method. Second, a multi-peaks spectral broadening in the backward Brillouin scattering spectrum is experimentally observed that was further checked by a position-resolved mapping of the Brillouin gain spectrum along the MOF. This inhomogeneous spectral broadening leads to a significant increase of the Brillouin threshold that can not be attributed to the structural variation of the fibre but rather to the air-hole microstructure itself. Moreover, distributed measurements demonstrated that some of these acoustic modes are very sensitive to stress applied along the fibre. Beyond the scope of this thesis, we report in appendix the generation of several supercontinua spanning more than 1300 nm by use of a microchip laser emitting at the 532 nm and the same MOFs as for Brillouin scattering.

**Keywords** : Nonlinear optics, Brillouin scattering, distributed measurement, optical fibres, photonic crystal fibres, microstructured fibres, supercontinuum generation.