



**HAL**  
open science

# Laser Brillouin à fibre microstructurée en verre de chalcogénure

Kenny Hey Tow

► **To cite this version:**

Kenny Hey Tow. Laser Brillouin à fibre microstructurée en verre de chalcogénure. Optique [physics.optics]. Université Rennes 1, 2013. Français. NNT: . tel-00823728v1

**HAL Id: tel-00823728**

**<https://theses.hal.science/tel-00823728v1>**

Submitted on 17 May 2013 (v1), last revised 26 Sep 2013 (v2)

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

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

ANNÉE 2013



**THÈSE / UNIVERSITÉ DE RENNES 1**  
*sous le sceau de l'Université Européenne de Bretagne*

pour le grade de  
**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE RENNES 1**  
*Mention : Physique*

**Ecole doctorale : Sciences de la Matière**

présentée par

**Kenny Hey Tow**

Préparée à l'unité de recherche FOTON CNRS UMR 6082  
Equipe SYSTEMES PHOTONIQUES  
U.F.R. S.D.L.M.

---

**Laser Brillouin à fibre  
microstructurée  
en verre de  
chalcogénure**

**Thèse soutenue à Lannion  
le 14/02/2013**

devant le jury composé de :

**Hervé MAILLOTTE**

Directeur de Recherche CNRS, Université de  
Franche-Comté / *Rapporteur*

**Pascal SZRIFTGISER**

Directeur de Recherche CNRS, Université de Lille 1  
/ *Rapporteur*

**Luc THEVENAZ**

Professeur, Ecole Polytechnique Fédérale de  
Lausanne / *Examineur*

**Stéphanie MOLIN**

Ingénieur de recherche, Thalès R&T / *Examineur*

**Johann TROLES**

Professeur, Université de Rennes 1 / *Examineur*

**Frédérique DE FORNEL**

Directeur de Recherche CNRS, Université de  
Bourgogne / *Examineur*

**Radan SLAVIK**

Senior Research Fellow, Université de  
Southampton / *Examineur*

**Pascal BESNARD**

Professeur, Université de Rennes 1 / Directeur de  
thèse



# Remerciements

Les résultats scientifiques obtenus dans le cadre de ce doctorat sont le fruit d'un travail d'équipe et nombreuses sont les personnes qui y sont associés.

Tout d'abord, je tiens à exprimer toute ma gratitude à Pascal BESNARD, professeur à l'Université de Rennes 1, pour la direction de ces travaux de thèse. Pascal m'a toujours fait confiance lors de ces trois ans tout en sachant me recadrer et d'être présent au bon moment malgré les autres lourdes tâches administratives qui l'incombaient.

Je remercie aussi très sincèrement les membres de PERFOS plus particulièrement Laurent BRILLAND et quelques personnes du laboratoire Science chimique de Rennes dont Johann TROLES et Périne TOUPIN pour leurs investissements pour la mise en œuvre des fibres utilisées pour ces travaux. Sans ces personnes ce manuscrit n'aurait pas abouti!

Je tiens évidemment à remercier Pascal SZRIFTGISER et Hervé MAILLOTTE d'avoir accepté d'être rapporteur de ce manuscrit. Un grand merci pour leurs remarques très pertinentes. Je remercie chaleureusement Luc THEVENAZ de l'EPFL (Lausanne), Radan SLAVIK de l'ORC (Southampton), Johann TROLES de l'Université de Rennes 1 et Stéphanie MOLIN de Thales Research & Technology pour leur participation et leurs questions constructives lors de la soutenance. Un grand merci à Frédérique DE FORNEL d'avoir accepté de juger mon travail et de présider ce jury.

Je remercie sincèrement toutes les personnes de l'ENSSAT avec lesquelles j'ai pu travailler. Plus particulièrement celles avec qui j'ai cohabité pendant trois ans au bâtiment E. J'ai une pensée spéciale à mes deux collègues qui ont su s'accommoder de ma présence dans le bureau 163 E. Tout d'abord Yohann qui m'a accompagné durant ces trois années sur la mise en œuvre des bancs de caractérisation et les mesures de bruit et avec qui j'ai eu d'innombrables conversations scientifiques agrémentées de calculs sur le tableau de notre bureau très souvent en début de soirée et Alphonse avec qui j'ai partagé ma passion pendant deux ans pour la cuisine créole et le canapé-foot. Merci aux deux d'avoir été présents dans les moments de doute et d'avoir égayé l'ambiance au bâtiment E.

Un grand merci à Stéphane pour m'avoir initié, le temps d'un week-end, au mode de vie des Gaulois et pour sa disponibilité même après son départ du laboratoire. Un petit mot d'encouragement à mon ami Zhen Yu pour la fin de sa thèse sans oublier Ngan pour sa bonne humeur et ses petits gâteaux et Elodie pour ses conseils. Je voudrais aussi encourager Schadrac qui prend la suite de la thèse (et mon labo pas toujours bien rangé...) et le remercier pour son enthousiasme et sa patience lors du peu de temps qu'on a travaillé ensemble ainsi que Vincent, nouvelle recrue du laboratoire Foton.

J'ai eu aussi beaucoup de plaisir à discuter avec d'autres personnes que j'ai eu l'occasion de ren-

contrer au laboratoire dans le cadre du travail ou lors des pauses cafés. J'ai une pensée amicale pour François, Fausto, Kévin, Mervin, Dat, Arnaud, Quoc Thai et tout le reste du personnel du laboratoire Foton. Mentions spéciales à Thierry Chartier et Yannick Dumeige pour leurs conseils éclairés. Je suis aussi reconnaissant à Réjane, Danielle, Carole, Sylvain, le service technique de l'ENSSAT (Christophe, Henry, Stéphane, Erwann, Serge etc...), la scolarité et les hôtesse à l'accueil (Gwen et Angélique) pour leurs contributions. Petit clin d'œil aux étudiants que j'ai pu avoir durant ces trois ans, que ce soit lors des travaux dirigés, ou lors des stages et projets encadrés pour leurs travaux et aux enseignants chercheurs avec qui j'ai eu l'honneur de travailler.

Enfin, je ne pourrais conclure ces remerciements sans avoir une pensée pour ma famille, mes amis et aux personnes (une personne en particulier) qui ont toujours eu confiance en moi.

# Liste des Symboles et Acronymes

Les symboles les plus couramment utilisés dans ce manuscrit sont définis ci-dessous et leur unités correspondantes données en crochet. Les quantités sans dimensions sont notées [ ]. Notons que nous avons essayé au maximum de respecter le Système International (SI) d'unités. Les quantités liées à la puissance sont parfois données en dBm (i.e.  $10 \cdot \log_{10} P$  [mW]).

SYMBOLE	UNITÉ	DÉFINITION
$a$	[ $\mu\text{m}$ ]	Rayon de cœur d'une fibre
$A_{eff}$	[ $\mu\text{m}^2$ ]	Aire effective
$c$	[m/s]	Vitesse de la lumière
$C$	[ ]	Valeur numérique liée au calcul de $P_{SBST}$
$d$	[ $\mu\text{m}$ ]	Diamètre de cœur d'une fibre
$D$	[ps/(nm.km)]	Dispersion de la fibre
$E$	[GPa]	Module de Young
$G$	[ ]	Gain simple passage (Boyd)
$G(v)$	[ ]	Gain Brillouin dans une fibre
$g_B$	[m/W]	Coefficient de gain Brillouin
$h$	[Js]	Constante de Planck
$k$	[J/K]	Constante de Boltzmann
$K$	[ ]	Paramètre lié à la polarisation lors du calcul de $P_{SBST}$
$L$	[m]	Longueur de la fibre
$L_c$	[m]	Longueur de cohérence d'un laser
$L_d$	[m]	Longueur de délai d'un interféromètre
$n_0$	[ ]	Indice de réfraction linéaire
$n_2$	[m <sup>2</sup> /W]	Indice de réfraction non-linéaire
$n_c$	[ ]	Indice de cœur d'une fibre à saut-d'indice
$n_g$	[ ]	Indice de gaine d'une fibre à saut-d'indice
$n_{FSM}$	[ ]	Indice de gaine d'une MOF
$n_{eff}$	[ ]	Indice effectif
$N$	[ ]	Nombre de photons
$p_{11,12}$	[ ]	Coefficient photoélastique de Pockels
$P$	[Pa]	Pression
$P_{in}$	[W]	Puissance injectée
$P_p$	[W]	Puissance pompe générant l'onde Stokes
$P_s$	[W]	Puissance de l'onde Stokes
$P_{SBST}$	[W]	Puissance seuil Brillouin
$P_{th}$	[W]	Puissance seuil d'un laser (laser Brillouin en particulier)
$T$	[K]	Température absolue
$V_a$	[m/s]	Vitesse de l'onde acoustique

SYMBOLE	UNITÉ	DÉFINITION
$\alpha$	$[\text{m}^{-1}]$	Pertes de transmission de la fibre
$\Delta\nu_B$	[MHz]	Largeur de la bande de gain Brillouin spontané
$\Delta n$	[ ]	Biréfringence
$\varepsilon$	[ ]	étirement de la fibre
$\Gamma_B$	[MHz]	Coefficient d'amortissement
$\gamma$	$[(\text{W.km})^{-1}]$	Coefficient non-linéaire Kerr
$\mu$	[ ]	Fraction de la puissance Stokes (définition $P_{SBST}$ )
$\nu$	[GHz]	Coefficient de Poisson
$\nu_B$	[GHz]	Décalage Brillouin de la fibre
$\nu_P$	[GHz]	fréquence de l'onde pompe
$\nu_S$	[GHz]	fréquence de l'onde Stokes
$\rho_0$	$[\text{kg/m}^3]$	Densité volumique d'un matériau
$\kappa$	[ ]	Efficacité de la SBS
$\lambda_p$	[nm]	Longueur d'onde de la pompe
$\lambda_B$	[nm]	Longueur d'onde de Bragg
$\Lambda$	$[\mu\text{m}]$	Pitch d'une MOF
$\Lambda_B$	[nm]	Pas d'un réseau de Bragg
$\tau_a$	[ns]	Temps de vie des phonons acoustiques
$\tau_d$	[ns]	Temps de retard d'un interféromètre

TABLE 1 – Définitions des symboles utilisés dans ce manuscrit

LASER	DESCRIPTION DU LASER	LARGEUR SPECTRALE
Koheras AdjustiK	Laser à fibre 'benchtop'	$\approx 1$ kHz
Koheras Basik	Module OEM laser à fibre	20-30 kHz
Tunics PR	Laser à cavité externe	$\approx 250$ kHz
Agilent 81600 B	Source accordable	$\approx 100$ kHz
DFB FL ROC	Laser à fibre "nu" pompé optiquement à 1480 nm	$\approx 10$ kHz

TABLE 2 – Propriétés des lasers utilisés dans ce manuscrit.

*Les lasers utilisées dans ce manuscrit sont nommés comme suit : nom du fabricant + modèle du laser.  
Exemple : Tunics PR*

ACRONYME	SIGNIFICATION ANGLAISE	SIGNIFICATION FRANÇAISE
AOM	Acousto-Optic Modulator	Modulateur acousto-optique
BFL	Brillouin Fiber Laser	Laser à fibre Brillouin
BGC	Brillouin Gain Curve	Courbe de gain Brillouin
CCW	Counter-ClockWise	Sens anti-horaire
CLFO	Optical fiber laser sensor	Capteur Laser à Fibre Optique
CW	ClockWise	Sens horaire
DDM	Densely Dispersion-Managed	Gestion de dispersion
DFB	Distributed FeedBack	Contre-réaction répartie
DSF	Dispersion Shifted Fiber	Fibre à dispersion décalée
DSP	Power Spectral Density	Densité de Puissance Spectrale
EDFA	Erbium Doped Fiber Amplifier	Amplificateur à fibre dopée Erbium
ESA	Electrical Spectrum Analyser	Analyseur de spectre électrique
FBG	Fiber Bragg Grating	Fibre à réseau de Bragg
FL	Fiber Laser	Laser à Fibre
FP	Fabry Perot	Fabry Perot
FSR	Free Spectral Range	Intervalle spectral libre
FUT	Fiber Under Test	Fibre sous test
FWM	Four Wave Mixing	Mélange à quatre ondes
FWHM	Full Width Half Maximum	Largeur à mi-hauteur
HF	Holey Fiber	Fibre à trous
LO	Local Oscillator	Oscillateur local
MI	Michelson Interferometer	Interféromètre de Michelson
MOF	Microstructured Optical Fiber	Fibre optique microstructurée
MZI	Mach Zehnder Interferometer	Interféromètre de Mach Zehnder
NA	Numerical Aperture	Ouverture Numérique
OSA	Optical Spectrum Analyser	Analyseur de spectre optique
PC	Polarization Controller	Contrôleur de polarisation
PCF	Photonic Crystal Fiber	Fibre à cristaux phoniques
PD	PhotoDetector	Photodétecteur
PID	Proportional Integrator Derivator	Proportionnel Intégrateur Dérivateur
PL	Pump Laser	Laser de pompe
PM	Polarization Maintained	Maintien de polarisation
PZT	PieZoelectric Transducer	Céramique piézoélectrique
RF	Radio Frequency	Radio fréquence
RIN	Relative Intensity Noise	Bruit d'intensité relatif
ROF	Relaxation Oscillation Frequency	Fréquence de relaxation
S	Stokes Component	Composante Stokes
SBS	Stimulated Brillouin Scattering	Diffusion Brillouin stimulée
SBST	SBS Threshold Power	Seuil Brillouin
SC	Suspended Core	Cœur suspendu
SEM	Scanning Electron Microscope	Microscopie électronique à Balayage
SMF	Single Mode Fiber	Fibre monomode
SPM	Self Phase Modulation	Auto-modulation de phase
SSA	Signal Source Analyzer	Analyseur de bruit de phase

TABLE 3 – Signification des acronymes utilisés dans ce manuscrit





# Présentation du projet ATOS et contexte de la thèse

## Introduction : Le projet ATOS

Le projet ATOS (Antenne acoustique en technologie Tout Optique pour la Surveillance) a pour objectif l'évaluation à la mer, dans un contexte système de surveillance portuaire, d'une antenne acoustique sous-marine en technologie "tout optique". Cette antenne ne nécessitera aucune énergie électrique immergée, devra être interrogeable via un câble à fibre optique de très faible diamètre à partir d'un coffret d'interrogation opto-électronique qui pourra être situé à plusieurs kilomètres des modules d'antennes immergées. Dans ce système acoustique "tout optique" la technologie fibre optique assure à la fois les fonctions capteurs, transport d'information et multiplexage des signaux avec ses qualités intrinsèques : très faible atténuation, immunité aux parasites électromagnétiques, très large bande passante.

Cette technologie vise à remplacer à terme la technologie conventionnelle des antennes acoustiques passives à base d'hydrophones piézo-électriques qui nécessitent d'intégrer dans l'antenne, à proximité des capteurs, des cartes électroniques de pré-amplification faible bruit, de numérisation et de multiplexage des signaux. De plus cette technologie permet d'envisager des nouveaux produits avec des capacités inaccessibles en technologie conventionnelle à savoir de longues antennes ou barrières acoustiques ultra-compactes : 30 à 60 hydrophones espacés de plusieurs dizaines de mètres et disposés sur un câble à une seule fibre optique de 2 à 3 mm de diamètre avec une capacité d'interrogation à longue distance et un centre de gestion situé à terre à quelques dizaines de kilomètres de la barrière immergée.

Le projet ATOS comprend aussi un volet plus prospectif sur trois technologies de cavités lasers innovantes avec l'objectif de démontrer dans la durée du projet leurs potentialités futures en terme, d'une part, de capteurs à fibre optique et, d'autre part, de sources lasers pour des applications industrielles. Une de ces parties exploratoires consiste en l'étude d'une cavité laser Brillouin à fibre microstructurée en verre de chalcogénure. Cette partie constitue l'axe de recherche principale de ces travaux de thèse.

## Les capteurs à fibre optique

Un Capteur à Fibre Optique (CFO) est un dispositif qui permet de recueillir des informations représentatives des grandeurs observées (mesurandes) par l'intermédiaire des ondes lumineuses circulant dans une ou plusieurs fibres optiques [1]. Le signal de mesure peut être détecté par un photodétecteur délivrant un signal de sortie qui est généralement un signal électrique (figure 1). La lumière réfléchiée ou transmise par la fibre peut ensuite être modulée en amplitude, phase, fréquence ou polarisation. Selon la nature de la transduction, les CFOs peuvent être intrinsèques où la fibre est

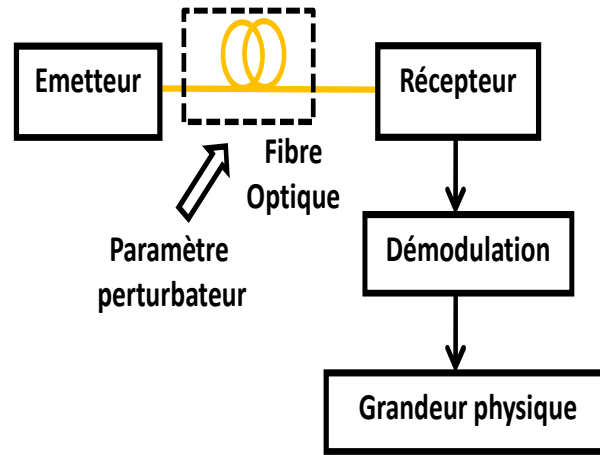


FIGURE 1 – Principe de fonctionnement d'un capteur à fibre optique

elle-même l'élément sensible, ou extrinsèques où la fibre ne sert qu'à véhiculer le signal optique; le transducteur étant externe à cette dernière.

Les avantages qu'offrent ces capteurs à fibres optiques sont si nombreux qu'ils sont de plus en plus utilisés depuis leur première mention dans la littérature [2]. En effet ces capteurs tirent profit de l'utilisation de fibres optiques au détriment des câbles électriques; ce qui leur confèrent :

- une insensibilité aux perturbations magnétiques;
- un poids moindre;
- une plus grande compacité;
- une large bande passante;
- une plus faible atténuation de signaux;
- une bonne tenue dans des environnements extrêmes (très haute température, forte pression etc...);
- la possibilité de multiplexer plusieurs signaux sur une même fibre.

Ce qui fait que leurs champs d'applications sont très vastes couvrant divers domaines d'applications [3]. Par exemple, les CFOs sont utilisés comme capteur de déformation et de pression pour le contrôle non-destructif des structures dans l'industrie de l'aéronautique et de l'ingénierie civil tout comme dans le secteur du biomédical pour la mesure d'acidité, de température et de concentrations des composants chimiques ou encore comme hydrophones [4, 5].

Ces capteurs sont généralement classés en deux grandes familles, notamment les CFOs :

- distribuées où les mesures sont effectuées le long d'une fibre optique avec une résolution spatiale donnée,
- localisés où les mesures sont obtenues à des points discrets de la fibre optique.

### Les CFOs distribués

Dans ces types de capteurs, les mesures sont effectuées sur toute la longueur de la fibre. Nous pouvons donc atteindre des portées allant de quelques mètres à plusieurs dizaines de kilomètres et une résolution spatiale de l'ordre du centimètre. Ces types de capteurs sont principalement utilisés pour le contrôle d'intégrité des structures comme la surveillance des pipelines dans l'industrie pétrolière et des ponts et grands bâtiments dans le domaine du génie civil.

Ces capteurs distribués sont principalement basés sur trois différents types de diffusions, notamment la diffusion Rayleigh, la diffusion Raman et la diffusion Brillouin; chaque type de capteur ayant leur particularités en termes de portée, de résolutions spatiale et de temps de mesure que nous résumons dans le tableau 4.

Paramètres	Rayleigh	Raman	Brillouin
Portée	2 km	10 - 30 km	10 - 50 km
Résolution spatiale	< 3 mm	25 cm	5 cm
Temps de mesure	30 s	qq mins	qq mins

TABLE 4 – Comparaison des performances de différents CFOs

## Les CFOs localisés

Contrairement aux capteurs distribués, ces types de capteurs ont une zone sensible “locale” sur la fibre qui peut aller de de quelques centimètres (capteurs à réseaux de Bragg) à quelques mètres (capteurs interférométriques). Ces types de capteurs permettent d’effectuer en statique et en dynamique des mesures de déformation et de variations température, de pression etc... L’un des buts du projet ATOS est de réaliser un hydrophone optique. Dans le cadre de ces travaux de thèse, nous allons donc nous intéresser qu’aux capteurs à fibre optique localisés.

## Un hydrophone tout-optique

Les hydrophones <sup>1</sup> sont de nos jours utilisés dans plusieurs domaines dont :

- l’industrie pétrolière,
- la surveillance maritime,
- l’océanographie,
- la sismologie.

Afin de pouvoir répondre aux besoins imposés par toutes ces applications, il existe plusieurs critères de performance pour un hydrophone dont :

- la sensibilité, qui caractérise son aptitude à convertir l’énergie mécanique en énergie électrique. Elle doit être suffisante pour produire un niveau de signal acceptable, constante sur les gammes de fréquences et de pressions rencontrées et constante sur une période relativement longue.
- les dimensions de la partie sensible, qui déterminent la réponse angulaire du capteur. Plus cette dimension est faible, plus le capteur est omnidirectionnel. Une règle communément admise est que le diamètre de la surface active doit être inférieur à la longueur d’onde,
- l’immunité aux parasites, qui se réalise par un blindage correct du capteur,
- l’absence de déformation du champ acoustique durant la mesure, en évitant les réflexions de l’onde incidente sur le capteur,
- la robustesse.

En pratique, il n’est pas toujours possible de fabriquer un hydrophone réunissant l’ensemble de ces critères et un compromis doit toujours être accepté. En général, la taille de l’élément actif

1. microphone destiné à être utilisé sous l’eau, un capteur acoustique sous-marin

est du même ordre de grandeur pour tous les hydrophones mais elle n'est pas inférieure à la longueur d'onde. Ceux-ci sont donc très directionnels, ce qui implique un alignement parfait dans le champ acoustique. La diminution de la taille de l'élément actif pose des problèmes importants de conception et réduit considérablement la sensibilité du capteur. D'autre part, il est souvent difficile d'éliminer toutes les résonances parasites, qu'elles soient acoustiques ou électriques, ce qui rend impossible l'obtention d'une réponse parfaitement plate en fréquence.

## Les hydrophones piézoélectriques

Les transducteurs piézo-électrique sont couramment utilisés comme hydrophone. Ce sont des capteurs actifs<sup>2</sup>, qui utilisent le principe de la piézo-électricité. Ce capteur génère ainsi une quantité de charge en fonction de la force imposée sur ce dernier.

En général, un hydrophone piézo-électrique se présente sous la forme d'une aiguille à l'extrémité de laquelle est collé un petit disque en céramique piézo-électrique comme illustré sur la figure 2. L'aiguille joue le rôle de matériau absorbant les ondes arrières. En raison de résonances parasites de type radial dans la céramique et des réflexions dans le matériaux absorbant, les réponses fréquentielles et angulaires ne sont pas plates. Bien que ces capteurs soient appréciés pour leurs robustesses et leurs faibles coûts, ce type d'hydrophone n'est pas très stable dans le temps et dans une forte dynamique de pression.



FIGURE 2 – Hydrophone *Golden Lipstick* commercialisé par Onda

## Les hydrophones à fibre optique

Les hydrophones à fibre optique réunissent toutes les conditions nécessaires à la mesure des ondes acoustiques. En effet, le diamètre d'une fibre optique est d'environ  $125 \mu\text{m}$ , ce qui confèrent à ces hydrophones une très grande résolution spatiale et une très grande directivité. De plus, ces hydrophones possèdent une très bonne immunité aux parasites électromagnétiques car les grandeurs mesurées sont des intensités lumineuses. Finalement, la réponse fréquentielle de ces types de capteurs est plate et peut atteindre des dizaines de GHz car elle n'est limitée que par la bande passante des photodiodes et des pré-amplificateurs utilisés.

La réflectométrie dans les fibres optique a été la première technique utilisée pour les hydrophones tout-optique. Une onde acoustique se propageant dans un liquide provoque une modification de la densité du milieu, ce qui a pour effet de faire varier son indice de réfraction. Un hydrophone à fibre optique [6, 7] a permis de mesurer cette variation de l'indice de réfraction par la mesure de la lumière réfléchi à l'extrémité d'une fibre optique plongée dans le milieu de propagation; la quantité de lumière réfléchi dépendant de l'indice de réfraction du milieu qui elle dépend de l'onde acoustique incidente.

---

2. Un capteur actif, fonctionnant généralement en mode générateur, est fondé dans son principe sur un effet physique qui assure la conversion en énergie électrique de la forme d'énergie propre à la grandeur physique à prélever.

Les CFOs interférométriques peuvent aussi être utilisés pour des applications hydrophones. Pour ces capteurs, des architectures basées sur des interféromètres de Mach-Zehnder (MZI, Mach-Zehnder interferometer), de Michelson (MI, Michelson interferometer) [8] sont souvent privilégiées. Ces systèmes sont généralement composés d'un bras soumis à aucune contrainte, qu'on appelle généralement bras de référence, et d'un autre exposé à la perturbation physique que nous voulons mesurer. Ainsi, une contrainte appliquée sur la fibre ou un changement de température va induire un déphasage de l'onde optique se propageant dans la fibre. Ce déphasage peut être "vu" comme une variation de l'intensité de l'onde optique par une photodiode en sortie de l'interféromètre.

Une autre technologie classiquement utilisée [4, 5] en tant que capteur à fibre optique pour application hydrophone est le laser à fibre à contre-réaction répartie (DFB, Distributed FeedBack). Cet axe de recherche sera d'ailleurs exploité dans le projet ATOS.

## Cavité laser à fibre pour application hydrophone

La longueur d'onde d'émission d'un laser à fibre DFB (DFB FL, Distributed FeedBack Fiber Laser) est très sensible aux perturbations de l'environnement. En particulier, un DFB FL est sensible à un étirement ou une compression longitudinale, c'est-à-dire suivant l'axe de la fibre optique.

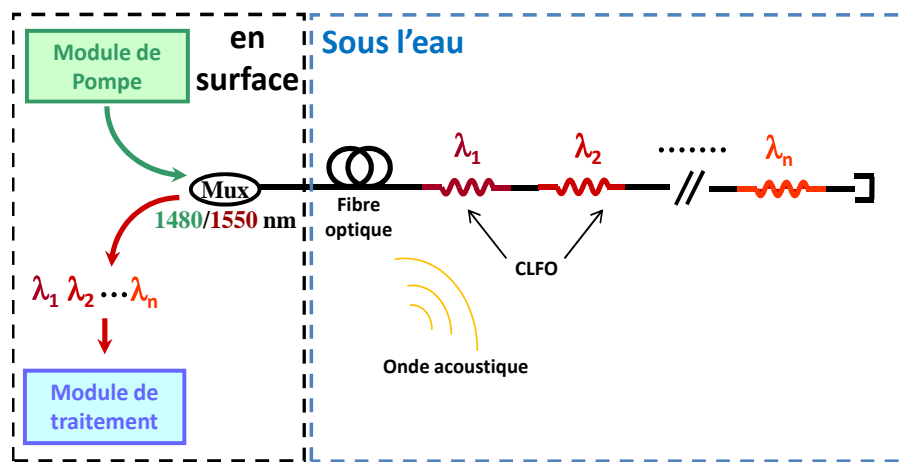


FIGURE 3 – Le système d'interrogation ATOS

Classiquement, l'architecture système utilisée pour une antenne acoustique, composée d'hydrophones à base de Cavité Laser à Fibre Optique (CLFO) mises en série et schématisée sur la figure 3, comprend trois sous-ensembles dont :

- l'antenne acoustique immergée dans le fond marin contenant  $n$  hydrophones émettant chacun à une longueur d'onde  $\lambda_n$  ;
- un câble à fibre optique de plusieurs kilomètres reliant le réseau de capteur à un coffret d'interrogation pour la transmission d'information;
- un coffret d'interrogation optoélectronique comprenant un module de pompage optique délivrant la puissance de pompe nécessaire au fonctionnement des lasers autour de 1550 nm, un module de traitement optique assurant le traitement et le démultiplexage optique des différents canaux et un récepteur optoélectronique assurant la transformation électrique des signaux optiques.

Rappelons qu'une cavité laser DFB est un laser à fibre dont la cavité est réalisée par un seul

réseau de Bragg<sup>3</sup> (FBG, Fiber Bragg Grating) de quelques centimètres. Le pompage se fait optiquement par une diode laser à 980 nm ou 1480 nm (dans le cas du projet ATOS). L'amplification du signal repose sur le dopage de la fibre en ions  $\text{Er}^{3+}$  qui permet une émission laser dans la bande C (1530-1565 nm) à la longueur d'onde dite longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  donnée par le pas du réseau de Bragg  $\Lambda_B$  via l'équation suivante :

$$\lambda_B = 2.n_{eff}.\Lambda_B \quad (1)$$

où  $n_{eff}$  est l'indice effectif de la fibre optique sans le FBG.

### Sensibilité intrinsèque du capteur

La sensibilité du capteur est à comparer à la grandeur d'intérêt pour les hydrophones : le bruit de "mer zéro" [5] (DSS0, Deep Sea State Zero)<sup>4</sup>. Ainsi le plus petit signal détectable par le capteur doit correspondre à une densité spectrale de bruit en pression extrêmement faible de l'ordre de  $160 \mu\text{Pa}/\sqrt{\text{Hz}}$  pour une fréquence d'observation de 1 kHz sur l'échelle de Knudsen/Wenz [9].

La déformation longitudinale  $\varepsilon_z$  correspondant à une pression acoustique  $P$  de  $160 \mu\text{Pa}/\sqrt{\text{Hz}}$  sur une fibre optique est donnée par la relation :

$$\varepsilon_z = (2\nu - 1) \times \frac{P}{E} \quad (2)$$

où  $\nu$  et  $E$  représentent respectivement le coefficient de Poisson<sup>5</sup> et le module de Young<sup>6</sup> du matériau.

Pour la silice [10],  $\nu = 0,17$  et  $E = 70 \text{ GPa}$ , ce qui correspond à  $\varepsilon_z = -1,5.10^{-15}$ .

Or, dans une fibre standard en silice, quand la CLFO de longueur  $L$  est contrainte de manière statique d'une quantité  $\varepsilon_z = \Delta L/L$ , la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_L$  (ou de façon équivalente la fréquence du laser  $\nu_L$ ) varie de sorte que:

$$\delta\lambda_L = 2n_{eff}\Lambda_B\varepsilon_z - 2n_{eff}\Lambda_B \left[ \frac{n_{eff}^2}{2} ((p_{11} + p_{12})\varepsilon_r + p_{12}\varepsilon_z) \right] \quad (3)$$

où  $p_{11}$  et  $p_{12}$  sont les coefficients élasto-optiques (longitudinal et transverse) de Pockels et  $\varepsilon_z$  et  $\varepsilon_r$  représentent les déformations longitudinales et radiales appliquées à la fibre

Pour une fibre silice  $n_{eff}$ ,  $p_{11}$  et  $p_{12}$  sont respectivement 1,46 , 0,121 et 0,265. En prenant ces valeurs et en les insérant dans l'équation (3) le décalage en fréquence de la CLFO dû à une déformation est donné par :

$$\Delta\nu_L = 0,78 \times \varepsilon_z \times \nu_L \quad (4)$$

3. Un réseau de Bragg est une modulation périodique de l'indice de réfraction du cœur de la fibre optique obtenue par photoinscription. La condition de Bragg qui régit ce phénomène est celle qui satisfait simultanément la conservation d'énergie et celle de la quantité de mouvement. Lorsque cela est vrai, la lumière réfléchie par chacun des plans du réseau de Bragg interfère de façon constructive dans la direction contra-propagative.

4. En acoustique sous-marine, le bruit de "mer 0" correspond au bruit du fond marin le plus bas sur l'échelle de Knudsen/Wenz [9]. La densité spectrale en pression acoustique correspondant au bruit DSS0 s'exprime analytiquement par l'équation :  $44,5 - 17 \log_{10}(f)$

5. Le coefficient de Poisson permet de caractériser la contraction de la matière perpendiculairement à la direction de l'effort appliqué.

6. Le module de Young est une constante élastique qui caractérise la raideur d'un matériau. A contrainte égale, un matériau ayant un module d'élasticité élevé subira une déformation plus faible qu'un matériau ayant un module d'élasticité plus petit.

Le décalage en fréquence optique<sup>7</sup> émise par un DFB FL émettant à la longueur d'onde  $\lambda_B = 1,55 \mu\text{m}$  (soit  $\nu_L \approx 1,93.10^{12}$  Hz) est :

$$\Delta\nu_L \approx 0,78 \times 1,5.10^{-15} \times 193.10^{12} \approx 227 \text{ mHz} \quad (5)$$

Autant dire que ce décalage serait très difficile à mesurer en pratique. De plus, le bruit de fréquence typique (voir la partie 1.5.3.3) d'un DFB FL à 1 kHz est de quelques dizaines de Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ , ce qui est de plusieurs ordres de grandeurs plus grand que le décalage en fréquence induit naturellement par le DSS0. Le décalage  $\Delta\nu_L$  sera donc masqué par le bruit intrinsèque du laser, d'où la nécessité d'amplifier la déformation de la cavité.

### Dispositif acousto-mécanique pour augmenter la sensibilité du capteur

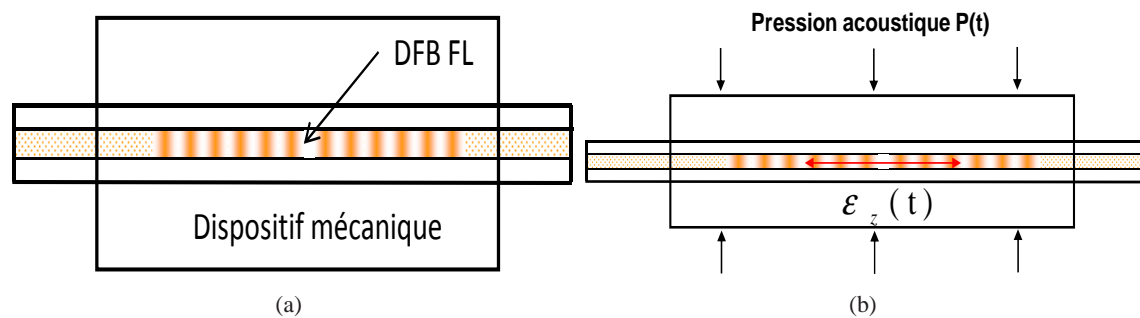


FIGURE 4 – Sous l'effet d'une pression acoustique, le dispositif mécanique déforme axialement le DFB FL; ce qui résulte en un décalage de sa longueur d'onde d'émission.

Pour augmenter la sensibilité d'un hydrophone CLFO, celle-ci est souvent insérée dans un dispositif acousto-mécanique spécifique permettant le transfert optimal de l'onde de pression acoustique en élongation de la cavité tout en rajoutant un gain en élongation. De ce fait, comme illustré sur la figure 4, toute pression acoustique dans l'environnement de la cavité sera perçue par la CLFO comme une modulation mécanique longitudinale.

En prenant en compte le gain rapporté par le système mécanique (30 - 40 dB), la sensibilité de l'hydrophone devient environ  $2 n\epsilon_z/\text{Pa}$ . La déformation longitudinale minimale à mesurer devient  $\epsilon_z = -3,2.10^{-13}$  ce qui équivaut à un décalage en fréquence optique de  $\Delta\nu_L \approx 34$  Hz à 1 kHz de la porteuse optique.

Il faut donc que le système d'interrogation soit capable de mesurer de très faibles décalages en fréquence du laser, d'où la nécessité d'un laser monofréquence à très faible bruit dans la bande de fréquence du capteur. Dans le cas d'un hydrophone, la bande de fréquence qui nous intéresse est la bande acoustique [DC - 20 kHz].

La pureté spectrale des DFB FLs associée à un bon packaging [11] permettent de concaténer des hydrophones extrêmement sensibles, très compacts et interrogeables à longues distances.

### Études prospectives de technologies innovantes de cavité laser

L'un des axes de recherche du projet ATOS est d'étudier d'autres cavités plus innovantes afin de trouver des meilleures alternatives au système actuellement utilisé.

7. Un décalage  $\Delta\lambda_L$  en longueur d'onde d'émission d'un laser est lié à un décalage de sa fréquence optique d'émission  $\Delta\nu_L$  par l'équation  $\Delta\lambda_L = (-c/\nu^2) \cdot \Delta\nu_L$ .



## Utilisation de fibres spéciales pour augmenter la sensibilité d'une CLFO à une déformation axiale

Une solution envisagée était de réaliser des hydrophones en utilisant des fibres optiques microstructurées (MOFs, Microstructured Optical Fibers) en silice sur lesquelles seraient photo-inscrits des FBGs; l'objectif étant de changer les propriétés de guidage de la lumière avec l'utilisation d'une microstructure dans le cœur de la fibre afin de réaliser une structure plus adaptée aux applications hydrophone avec pour but ultime la réalisation d'un DFB FL monomode émettant à  $1,55 \mu\text{m}$ , de largeur de raie de l'ordre du kHz et ayant une meilleure sensibilité aux perturbations acoustiques que les DFB FLs classiques. Une étude, réalisée par YOHANN LÉGUILLON dans le cadre du projet ATOS, a permis de déterminer que le simple fait de substituer une fibre classique par une MOF pour y faire un laser CLFO n'augmenterait pas la sensibilité à une déformation axiale de ces hydrophones [12].

## Capteur à fibre optique auto-référencé à diffusion Brillouin stimulée

Les capteurs actifs émettant deux ondes optiques, de fréquences différentes, pour transporter le signal sont une solution envisageable pour simplifier le banc d'interrogation. Plusieurs travaux préliminaires suggèrent l'utilisation des DFB-FL oscillant sur deux états de polarisation ou deux modes de propagation transverses ou longitudinaux [13–16]

Une autre alternative serait d'utiliser des capteurs actifs "auto-référencés"<sup>8</sup> basés sur la diffusion Brillouin stimulée<sup>9</sup>. La diffusion Brillouin stimulée donne lieu à l'inscription, le long de la fibre, d'un réseau d'indice dynamique qui contrairement aux réseaux de Bragg photo-inscrits par des techniques UV standards s'adapte à toute variation lente des conditions environnementales d'utilisation du capteur. Le fonctionnement du capteur n'est pas affecté par la pression statique qui lui est appliquée, puisque le réseau de Bragg créé ici s'adapte de façon dynamique aux ondes optiques qui l'inscrivent par effet Brillouin stimulée. Le capteur est donc rendu intrinsèquement insensible aux contraintes statiques dues à la pression hydrostatique.

De plus, deux ondes optiques de fréquences distinctes, appelées onde pompe et onde Stokes, sont issues de ce capteur. L'information sur la grandeur à mesurer, la contrainte appliquée au capteur, est obtenue via la variation de la fréquence de battement des deux ondes issues du capteur. Ainsi, la grandeur à mesurer est directement obtenue par battement entre ces deux ondes optiques et ne nécessite plus ni interféromètre ni capteur de référence. Les architectures de capteurs à fibres optiques sont considérablement simplifiées avec la suppression des modules interférométriques équipant classiquement les bancs d'interrogations.

## Hydrophone basé sur une cavité laser à fibre Brillouin

Dans le cadre du projet ATOS, nous allons utiliser cet effet non-linéaire en tant que processus amplificateur pour la réalisation d'une cavité laser à fibre optique Brillouin (BFL, Brillouin Fiber Laser).

Cette cavité laser pourra être utilisée comme hydrophone car le décalage Brillouin, plus précisément la fréquence optique de l'onde Stokes, est fonction d'une contrainte mécanique appliquée sur la fibre.

De plus, ce dispositif est auto-référencé, puisque deux ondes de fréquences optiques différentes transportent l'information sur la contrainte appliquée à la fibre : l'onde pompe de fréquence op-

---

8. un capteur "auto-référencé" est un capteur qui génère deux ondes portant l'information sur le mesurande

9. Ce phénomène non-linéaire sera traité de façon exhaustive dans les chapitres à venir.

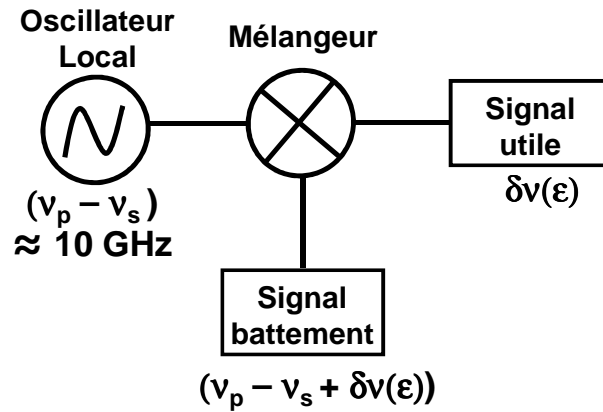


FIGURE 5 – Le système d’interrogation du capteur à fibre optique auto-référencé à diffusion Brillouin stimulée

tique  $\nu_P$  et l’onde Stokes de fréquence optique  $\nu_S$ . Ces deux fréquences optiques donnent lieu à un battement sur le détecteur à la fréquence  $(\nu_P - \nu_S)$ .

Une contrainte  $\varepsilon$  appliquée sur la cavité Brillouin va modifier le décalage Brillouin  $(\nu_P - \nu_S)$  d’une valeur  $\delta\nu(\varepsilon)$  qui est fonction de la déformation longitudinale  $\varepsilon$  vue par le BFL :

$$\Delta\nu(\varepsilon) = \nu_P - \nu_S + \delta\nu(\varepsilon) \quad (6)$$

Par conséquent, cette déformation induit une modulation de la phase du signal d’interférence. En effet, si  $E_P$  et  $E_S$  sont les champs optiques des ondes aux fréquences  $\nu_P$  et  $\nu_S$ , le photo-courant  $i_{ph}$  vu par un détecteur s’écrit :

$$i_{ph} \propto |E_P|^2 + |E_S|^2 + 2|E_P||E_S|\cos[2.\pi.t.(\nu_P - \nu_S + \delta\nu(\varepsilon))] \quad (7)$$

Le signal à traiter apparaît directement comme une modulation de fréquence autour d’une porteuse à la fréquence  $(\nu_P - \nu_S)$ . La modulation de phase  $\delta\nu(\varepsilon)$  est obtenue par une simple détection hétérodyne utilisant un oscillateur local de fréquence voisine de  $(\nu_P - \nu_S)$ , typiquement de l’ordre d’une dizaine de GHz, permettant de translater le signal vers les fréquences basses, plus propices au traitement numérique comme illustrée sur la figure 5.

Afin de pouvoir utiliser ce dispositif comme capteur de grande sensibilité, les ondes optiques qui en sont issues doivent présenter une grande pureté spectrale. Ainsi, la réalisation d’un laser Brillouin, générant une onde Stokes très fine spectralement est le dispositif idéal car ces cavités sont connues pour être très peu bruitées [17, 18]. Certains types de fibres sont particulièrement bien adaptés. Par exemple, les fibres en verre de chalcogénure présentent un gain Brillouin de deux ordres de grandeurs supérieurs aux fibres silice standards. Par conséquent, elles sont d’excellentes candidates pour la réalisation d’un laser Brillouin.

## Objectif de ces travaux de thèse

Dans le cadre du projet ATOS, les tâches visées sur la partie cavité Brillouin à fibre microstructurée en verre de chalcogénure sont les suivants :

- caractérisation de la diffusion Brillouin dans ces fibres;
- mise en œuvre d’une cavité Brillouin avec ces fibres;
- étude des performances de cette cavité Brillouin.

Type de cavité laser	Type de fibre	Nature du gain laser	Type de réseau	Motivation
DFB	Silice dopé Erbium	Inversion de population dans l'Erbium	Réseau de Bragg photo-inscrit de manière permanente	Forte sensibilité acoustique intrinsèque
Brillouin	Verre de Chalcogénure	Gain Brillouin dans la fibre en chalcogénure	Réseau d'indice inscrit dynamiquement le long de la fibre	Insensibilité à la pression statique

TABLE 5 – Technologies des cavités lasers envisagées dans ATOS

*Le but de ces travaux de thèse est de démontrer la potentialité d'utiliser un laser Brillouin pour des applications hydrophones*

L'objectif final n'est pas de développer le capteur en soi mais de démontrer potentiellement l'application capteur de ces cavités. Pour pouvoir éventuellement être utilisé comme hydrophone optique, le laser Brillouin ainsi obtenu doit être :

- compact;
- monofréquence;
- très fin spectralement;
- très peu bruité.

# Table des matières

<b>Présentation du projet ATOS et contexte de la thèse</b>	<b>ix</b>
<b>Table des matières</b>	<b>xix</b>
<b>Table des figures</b>	<b>xxiii</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xxvi</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Généralités sur le laser et sur son bruit</b>	<b>3</b>
1.1 Principe de fonctionnement . . . . .	3
1.1.1 Absorption, émission spontanée et émission stimulée . . . . .	4
1.1.2 Conditions d'oscillation d'un laser . . . . .	5
1.2 Principe de l'oscillateur laser . . . . .	5
1.2.1 Fonction de transmission d'une cavité passive . . . . .	6
1.2.2 Fonction de transfert de la cavité F-P . . . . .	8
1.2.3 Gain d'un laser . . . . .	9
1.2.4 Fonction de transfert généralisée . . . . .	9
1.3 Les lasers utilisant des phénomènes non-linéaires . . . . .	12
1.3.1 Oscillateur paramétrique optique . . . . .	13
1.3.2 Laser Raman . . . . .	14
1.3.3 Laser Brillouin . . . . .	15
1.4 Généralités sur le bruit d'un laser . . . . .	15
1.4.1 Bruit d'intensité . . . . .	17
1.4.2 Bruit de phase et largeur spectrale . . . . .	18
1.4.2.1 Largeur spectrale d'un laser . . . . .	19
1.4.2.2 Bruit de phase d'un laser . . . . .	20
1.4.2.3 Bruit de fréquence d'un laser . . . . .	20
1.4.2.4 Relation entre la DSP du bruit de fréquence d'un laser et sa largeur spectrale . . . . .	21
1.5 Bancs de mesure de bruit des laser ATOS . . . . .	23
1.5.1 Mesure du bruit d'intensité d'un laser . . . . .	24
1.5.1.1 Principe de mesure du bruit d'intensité . . . . .	24
1.5.1.2 Acquisition des mesures . . . . .	24

1.5.1.3	Protocole de mesure . . . . .	25
1.5.1.4	Mesure du bruit “plancher” du banc . . . . .	25
1.5.1.5	Estimation du bruit de grenaille grâce à une source de référence . . . . .	27
1.5.1.6	Mesure du RIN d’un laser . . . . .	30
1.5.2	Technique de mesure classique de largeur de raie . . . . .	31
1.5.2.1	Méthode hétérodyne . . . . .	31
1.5.2.2	Méthode auto-hétérodyne décorrélée . . . . .	33
1.5.3	Mesure du bruit de fréquence du laser . . . . .	37
1.5.3.1	Mesure du bruit de fréquence avec un discriminateur de fréquence . . . . .	37
1.5.3.2	Méthode auto-hétérodyne corrélée . . . . .	42
1.5.3.3	Validation des deux bancs . . . . .	44
1.6	Conclusion . . . . .	44
<b>2</b>	<b>Les fibres optiques microstructurées en verre de chalcogénure</b>	<b>47</b>
2.1	Comment augmenter les effets non-linéaires dans une fibre optique? . . . . .	48
2.2	Fibres optiques microstructurées silice . . . . .	49
2.2.1	Technique de fabrication . . . . .	50
2.2.2	Nombre de modes . . . . .	51
2.2.3	Pertes de transmissions et longueur effective d’une fibre . . . . .	52
2.2.4	Aire effective . . . . .	53
2.2.5	Dispersion chromatique . . . . .	53
2.2.6	Biréfringence . . . . .	54
2.3	Les fibres en verre de chalcogénure . . . . .	54
2.4	Fibres microstructurées en verre de chalcogénure . . . . .	56
2.4.1	Fibres ATOS . . . . .	58
2.4.2	Technique de fabrication . . . . .	59
2.4.3	Injection de la lumière dans les fibres ATOS . . . . .	60
2.4.4	Caractérisation des fibres ATOS . . . . .	61
2.4.4.1	Pertes de transmissions . . . . .	61
2.4.4.2	Aire effective . . . . .	61
2.4.4.3	Analyse modale . . . . .	62
2.4.5	Effets non-linéaires dans les MOFs en verre de chalcogénure . . . . .	63
2.4.5.1	Auto-modulation de phase . . . . .	64
2.4.5.2	Le mélange à quatre ondes . . . . .	65
2.4.5.3	Effet Raman dans les MOFs en verre de chalcogénure . . . . .	66
2.5	Conclusion . . . . .	66
<b>3</b>	<b>Rétrodiffusion Brillouin dans les fibres microstructurées en verre de chalcogénure</b>	<b>69</b>
3.1	La diffusion de la lumière . . . . .	70
3.1.1	La diffusion Brillouin spontanée . . . . .	71
3.1.1.1	La diffusion Brillouin spontanée dans une fibre optique . . . . .	72
3.1.1.2	Largeur à mi hauteur du spectre Brillouin et amortissement acoustique . . . . .	72
3.1.2	La diffusion Brillouin stimulée (SBS) . . . . .	74
3.1.2.1	Générateur et amplificateur Brillouin . . . . .	75
3.1.3	Le coefficient de gain Brillouin . . . . .	76
3.1.4	Le spectre de diffusion Brillouin . . . . .	76
3.1.5	Le seuil Brillouin . . . . .	77

3.1.5.1	Définition du seuil Brillouin . . . . .	77
3.1.5.2	Calcul du seuil Brillouin dans une fibre optique . . . . .	78
3.1.5.3	Influence de la largeur spectrale de la pompe . . . . .	80
3.2	Etude expérimentale de la diffusion Brillouin . . . . .	81
3.2.1	Estimation du coefficient du gain Brillouin via la mesure du seuil Brillouin . . . . .	82
3.2.1.1	Banc expérimental . . . . .	82
3.2.2	Caractérisation du spectre de diffusion Brillouin . . . . .	83
3.2.2.1	Etat de l'art des méthodes utilisées . . . . .	83
3.2.2.2	Mesure de la largeur du spectre Brillouin par détection hétérodyne . . . . .	84
3.2.3	Validation des bancs de mesure dans une fibre standard silice . . . . .	85
3.2.3.1	Mesure de la puissance seuil Brillouin . . . . .	85
3.2.3.2	Caractérisation et FWHM du spectre de diffusion Brillouin . . . . .	86
3.3	Caractérisation Brillouin des fibres microstructurées en verre de chalcogénure . . . . .	87
3.3.1	Spectre optique de la composante rétrodiffusée . . . . .	89
3.3.2	Spectre de la diffusion Brillouin . . . . .	90
3.3.3	Largeur du spectre de diffusion Brillouin . . . . .	91
3.3.4	Coefficient du gain Brillouin . . . . .	91
3.3.5	Influence d'une réduction du diamètre de cœur sur la diffusion Brillouin . . . . .	94
3.4	Conclusion . . . . .	97
<b>4</b>	<b>Le laser Brillouin dans les fibres en verre de chalcogénure</b> . . . . .	<b>99</b>
4.1	Le laser Brillouin . . . . .	100
4.2	Configurations pour le BFL . . . . .	101
4.2.1	Etat de l'art . . . . .	101
4.2.2	Laser à fibre Brillouin en verre de chalcogénure à cavité Fabry-Perot . . . . .	104
4.2.3	Cavité non-résonante avec circulateur . . . . .	106
4.3	Spectre optique du BFL . . . . .	107
4.4	Seuil du laser Brillouin . . . . .	108
4.4.1	Détermination du seuil théorique du laser Brillouin . . . . .	108
4.4.2	Mesure expérimentale du seuil du laser Brillouin . . . . .	112
4.4.3	Discussion . . . . .	113
4.5	Bruit d'un laser Brillouin . . . . .	114
4.5.1	Réduction du bruit d'un laser Brillouin par rapport à sa pompe optique . . . . .	115
4.5.2	Sources de bruit d'un laser Brillouin . . . . .	116
4.5.3	Mesure expérimentale du RIN d'un laser Brillouin . . . . .	117
4.5.4	Largeur spectrale du laser Brillouin . . . . .	118
4.5.4.1	Mesure expérimentale de la largeur de raie d'un laser Brillouin . . . . .	119
4.5.4.2	Réduction de la largeur de raie d'un laser Brillouin par rapport à celle de sa pompe . . . . .	120
4.5.5	Mesure expérimentale de la DSP du bruit de fréquence d'un laser Brillouin . . . . .	122
4.6	Comparaisons avec un laser Brillouin à fibre silice classique . . . . .	124
4.6.1	Seuil du laser SMF-28 BFL . . . . .	124
4.6.2	RIN et bruit de fréquence du laser SMF-28 BFL . . . . .	124
4.7	BFL avec un plus petit seuil et de meilleures propriétés de bruit . . . . .	127
4.7.1	Seuil du GeAsSe BFL . . . . .	128
4.7.2	RIN du GeAsSe BFL . . . . .	128
4.7.3	Bruit de fréquence du GeAsSe BFL . . . . .	130
4.8	Laser Brillouin opérant sur le Stokes d'ordre 2 . . . . .	132

4.8.1	Seuil laser du 2 <sup>nd</sup> ordre Brillouin . . . . .	133
4.8.2	Cohérence du Stokes d'ordre 2 . . . . .	133
4.8.3	Bruit d'intensité du Stokes d'ordre 2 . . . . .	136
4.8.4	Comment réduire le bruit d'intensité du Stokes d'ordre 1 . . . . .	137
4.9	Ondes Stokes d'ordres supérieures . . . . .	138
<b>5</b>	<b>Perspectives : applications du laser Brillouin</b>	<b>141</b>
5.1	Technique de mesure de largeur de raie en utilisant un laser Brillouin . . . . .	141
5.1.1	Etat de l'art sur les techniques de mesure de largeur de raie . . . . .	141
5.1.2	Mesure de largeur de raie d'un laser par caractérisation du bruit de diffusion Rayleigh . . . . .	143
5.1.3	Technique hétérodyne de mesure de largeur de raie avec un laser Brillouin .	144
5.1.3.1	Schéma de principe . . . . .	144
5.1.3.2	Résultats expérimentaux avec une cavité Brillouin en verre de chalcogénure . . . . .	145
5.2	Application hydrophone optique de la cavité laser Brillouin . . . . .	146
5.2.1	Démonstration expérimentale de l'application hydrophone de la cavité laser à fibre Brillouin . . . . .	147
5.2.2	Sensibilité de la fibre MOF en verre de chalcogénure à une élongation . . .	148
5.3	Génération d'un signal micro-onde optique . . . . .	149
5.3.1	Signal RF entre l'onde Stokes et l'onde pompe . . . . .	150
5.3.2	Mesure du bruit de phase entre l'onde Stokes et l'onde pompe . . . . .	152
5.4	Perspectives : vers une cavité asservie et avec une pompe résonante . . . . .	153
5.4.1	Comment réduire le seuil laser et augmenter l'effet filtrage de la cavité Brillouin ? . . . . .	153
5.4.2	Réalisation d'une cavité asservie et avec une pompe résonante . . . . .	154
5.4.3	Performances attendues avec la nouvelle cavité . . . . .	155
5.5	Conclusion . . . . .	156
	<b>Conclusion</b>	<b>157</b>
<b>A</b>	<b>Origine du facteur numérique 21 dans la formule du seuil Brillouin</b>	<b>163</b>
<b>B</b>	<b>Mesure des propriétés de largeur spectrale d'un laser par caractérisation du bruit de diffusion Rayleigh</b>	<b>167</b>
B.1	Introduction et intérêt de la méthode . . . . .	167
B.1.1	Etat de l'art . . . . .	168
B.2	Résultats déjà obtenus au laboratoire . . . . .	169
B.2.1	Perspectives . . . . .	171
<b>C</b>	<b>Relation entre les différents mesurands permettant de décrire la lumière</b>	<b>173</b>
<b>D</b>	<b>Publications et conférences relatives à ce travail de thèse</b>	<b>175</b>

# Table des figures

1	Principe de fonctionnement d'un capteur à fibre optique . . . . .	x
2	Hydrophone <i>Golden Lipstick</i> commercialisé par Onda . . . . .	xii
3	Le système d'interrogation ATOS . . . . .	xiii
4	Sous l'effet d'une pression acoustique, le dispositif mécanique déforme axialement le DFB FL; ce qui résulte en un décalage de sa longueur d'onde d'émission. . . . .	xv
5	Le système d'interrogation du capteur à fibre optique auto-référencé à diffusion Brillouin stimulée . . . . .	xvii
1.1	Représentation schématique d'un laser. . . . .	4
1.2	(a) Absorption, (b) émission spontanée et (c) émission stimulée. . . . .	4
1.3	Principe de l'oscillateur laser. . . . .	6
1.4	Représentation schématique d'un laser à cavité (a) linéaire (b) en anneau. . . . .	6
1.5	Modélisation d'une cavité Fabry-Perot. . . . .	7
1.6	Gain de l'ion Erbium par rapport à la longueur d'onde. . . . .	9
1.7	Principe de la conversion paramétrique. . . . .	13
1.8	Oscillateur paramétrique optique. . . . .	13
1.9	Principe de l'effet Raman. . . . .	14
1.10	Cavité laser basée sur la diffusion Raman stimulée. . . . .	14
1.11	Influence du bruit sur un signal sinusoïdal pur (rouge). . . . .	16
1.12	Evolution temporelle de la puissance en sortie d'un laser. . . . .	17
1.13	Spectre de puissance d'un signal sinusoïdal (a) pur (b) bruité. . . . .	18
1.14	Origine de la largeur de raie selon A.L. Schawlow & C.H. Townes. . . . .	19
1.15	Exemple de bruit de fréquence d'un laser. . . . .	21
1.16	Spectre typique de la DSP du bruit de fréquence d'un laser. . . . .	23
1.17	Comparaison Lorentzienne/Gaussienne. . . . .	24
1.18	Banc de mesure de bruit d'intensité. . . . .	25
1.19	Bruit thermique de la chaîne de détection. . . . .	27
1.20	DSP mesuré pour différentes valeurs de photocourants. . . . .	29
1.21	DSP normalisée par le photocourant. . . . .	30
1.22	Banc de mesure de la largeur de raie utilisant une méthode hétérodyne. . . . .	32
1.23	Battement hétérodyne de deux lasers. . . . .	32
1.24	Banc de mesure de la largeur de raie utilisant une méthode auto-hétérodyne décorrélée. . . . .	34
1.25	Battement auto-hétérodyne. . . . .	35
1.26	Exemples de DSP relatives à la largeur spectrale d'un laser mesurées dans le cas où les deux signaux sont (a) décorrélés (b) toujours statistiquement dépendants. . . . .	36
1.27	Banc de mesure de bruit de fréquence avec un interféromètre de Michelson. . . . .	37
1.28	Réponse en intensité en sortie du MI à une variation de fréquence d'un laser. . . . .	39
1.29	Détermination de la valeur de $\tau_d$ et de la bande passante de la mesure. . . . .	41



1.30	Banc de mesure de bruit de fréquence par méthode auto-hétérodyne corrélée. . . . .	42
1.31	DSP de bruit de fréquence du laser Koheras Adjistik mesurée avec les deux méthodes. . .	44
2.1	Méthode d'étirage d'une fibre optique. . . . .	50
2.2	Paramètres géométriques d'une fibre optique microstructurée à trois couronnes de trous. . .	51
2.3	Fréquence de coupure relative en fonction du rapport $d/\Lambda$ selon FOLKENBERG. . . . .	52
2.4	Comparés aux verre en silice, les verres en chalcogénure exhibent des propriétés optiques intéressantes dont (a) un très fort coefficient non-linéaire et (b) une grande transparence dans le domaine l'infra-rouge. . . . .	55
2.5	Elements chimiques utilisés dans la fabrication des fibres en verre de chalcogénure. . . . .	56
2.6	Tapers avec un $\gamma$ de $68\,000\text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ selon MÄGLI. . . . .	57
2.7	Images SEM des fibres ATOS. . . . .	58
2.8	Schéma du moule de silice utilisé pour la fabrication de préformes microstructurées en verres de chalcogénures. . . . .	59
2.9	Utilisation d'une fibre HNA pour le couplage de la lumière dans les fibres ATOS. . . . .	60
2.10	Méthode cut-back. . . . .	61
2.11	Atténuation d'une fibre $\text{As}_{38}\text{Se}_{62}$ à cœur suspendu en fonction de la longueur d'onde (image MEB en encart). . . . .	62
2.12	(a) Schéma de principe de la mesure d'aire effective d'une fibre quelconque et (b) exemple de mesure obtenu par le banc entre $[-50^\circ$ à $50^\circ]$ . . . . .	62
2.13	Schéma de principe pour l'analyse modale d'une fibre quelconque. . . . .	63
2.14	Analyse modale des fibres (a) AsSe SC et (b) GeAsSe MOF utilisées dans ATOS. . . . .	63
2.15	Schéma de principe pour générer de la SPM et de l'effet Raman dans une fibre. . . . .	64
2.16	Observation du phénomène d'auto-modulation de phase dans une fibre AsSe MOF. . . . .	64
2.17	Concept de base du mélange à quatre onde. . . . .	65
2.18	Le mélange à quatre onde dans une fibre AsSe MOF. . . . .	65
2.19	Observation de l'effet Raman dans une fibre AsSe MOF. . . . .	66
3.1	Spectre typique de lumière diffusée spontanément par un milieu diffusant quelconque. . . . .	70
3.2	Représentation schématique de la diffusion Brillouin spontanée . . . . .	71
3.3	Représentation spectrale de la diffusion Brillouin dans une fibre optique. . . . .	73
3.4	Représentation schématique de la SBS. . . . .	74
3.5	Représentation spectrale de la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre. . . . .	75
3.6	(a) Générateur Brillouin et (b) amplificateur Brillouin . . . . .	75
3.7	FWHM du spectre Brillouin pour différentes puissance injectées. . . . .	77
3.8	Puissance seuil Brillouin pour différentes définitions du seuil. . . . .	78
3.9	Seuil Brillouin $P_{SBS}$ et paramètre C pour différentes pertes de transmission de la fibre. . . . .	80
3.10	Seuil Brillouin $P_{SBS}$ en fonction de la largeur spectrale de la pompe. . . . .	81
3.11	Banc de mesure du seuil de la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre. . . . .	82
3.12	Banc de mesure du seuil de la diffusion Brillouin stimulée. . . . .	84
3.13	Puissance Brillouin en fonction de la puissance de pompe dans une fibre silice SMF-28 de 26 km. . . . .	85
3.14	Spectre de la courbe de gain Brillouin pour une puissance injectée dans la fibre de (a) 0,4 dBm (b) 4,1 dBm et (c) 9 dBm . . . . .	86
3.15	Largeur à mi-hauteur (FWHM) en fonction de la puissance de pompe injectée. . . . .	86
3.16	Images MEB des fibres en verre de chalcogénure caractérisées dont (a) une fibre à cœur suspendu AsSe et (b) une fibre microstructurée GeAsSe . . . . .	88
3.17	Banc de caractérisation du spectre Brillouin simplifié utilisé pour le cas des fibres en verre de chalcogénure. . . . .	88

3.18	Spectre optique de la composante rétrodiffusée dans une fibre (a) à cœur suspendu AsSe de 1 mètres pour une puissance injectée de 27 dBm et (b) microstructurée GeAsSe de 3 mètres pour une puissance injectée de 12 dBm. . . . .	89
3.19	Spectre de la diffusion Brillouin de la fibre AsSe SC4 pour différentes puissances injectées. . . . .	90
3.20	(a) Spectre de la diffusion Brillouin de la fibre AsSe pour une puissance injectée de 13,5 dBm et (b) zoom sur le pic principal Brillouin . . . . .	91
3.21	Dépendance de la FWHM en fonction de la puissance injectée dans la fibre (a) AsSe SC4 (b) GeAsSe HF3.8. . . . .	92
3.22	Seuil Brillouin de la fibre chalcogénure AsSe (AsSe SC5) de (a) 1 mètre et (b) 3 mètres. . . . .	93
3.23	Seuil Brillouin de deux fibres microstructurées de 3 mètres en verre de chalcogénure de composition (a) AsSe (4 $\mu\text{m}$ de diamètre) et (b) GeAsSe (3,8 $\mu\text{m}$ de diamètre). . . . .	93
3.24	Fibre microstructurée effilée GeAsSe HF1.6 de diamètre centrale 1,6 $\mu\text{m}$ . . . . .	94
3.25	Spectre de la courbe de gain Brillouin de la fibre microstructurée effilée GeAsSe pour différentes puissances injectées. . . . .	94
3.26	(a) Spectre de diffusion Brillouin pour une puissance injectée de 13,4 dBm (b) FWHM du pic principal en fonction de la puissance injectée dans une fibre microstructurée GeAsSe de diamètre 1,6 $\mu\text{m}$ . . . . .	95
3.27	Seuil Brillouin de la fibre effilée GeAsSe. . . . .	96
4.1	Répartition des modes de cavités sous la courbe de gain Brillouin. . . . .	100
4.2	BFL en anneau avec pompe résonante dans la cavité. . . . .	101
4.3	Plusieurs types de cavités Brillouin mentionnées dans la littérature. . . . .	102
4.4	Spectre de la bande de gain Brillouin au-delà du seuil Brillouin de la fibre. . . . .	104
4.5	Laser Brillouin à cavité Fabry-Perot. . . . .	105
4.6	Seuil du BFL AsSe en cavité Fabry-Perot . . . . .	105
4.7	Banc expérimental de la cavité BFL avec pompage non-résonant. . . . .	106
4.8	Spectre optique du signal laser en sortie de la cavité. . . . .	107
4.9	Spectre filtré du signal laser en sortie du filtre optique. . . . .	108
4.10	Représentation des pertes dans la cavité BFL. . . . .	109
4.11	Comparaison théorique de la puissance seuil laser par rapport au taux de réinjection entre une cavité Brillouin en silice et une autre en AsSe MOF. . . . .	111
4.12	Calcul théorique de la puissance du seuil laser normalisée par rapport au taux de réinjection dans des cavités BFL faites de fibres ATOS. . . . .	111
4.13	Puissance laser seuil normalisée par rapport au taux de réinjection dans des cavités BFL pour différentes longueurs de fibre AsSe SC 5 (zoom sur la partie $R = 0,5$ à $R = 0,9$ ). . . . .	112
4.14	Seuil laser de deux BFLs faits de fibre à cœur suspendu AsSe de 5 et 4 $\mu\text{m}$ de diamètres. . . . .	113
4.15	Représentation schématique des différentes sources de bruit d'un laser . . . . .	116
4.16	Banc de mesure du bruit d'intensité (RIN) d'un laser Brillouin. . . . .	118
4.17	Comparaison du RIN de la composante Stokes du BFL avec celui de la pompe. . . . .	119
4.18	Mesure de la largeur de raie du BFL par une méthode auto-hétérodyne retardée. . . . .	120
4.19	Réduction de la largeur de raie de la composante Stokes de la cavité BFL avec comme laser de pompe (a) un laser semi-conducteur utilisé en Télécom et (b) un laser à fibre DFB Koheras. . . . .	121
4.20	Banc de mesure du bruit de fréquence d'un laser Brillouin. . . . .	122
4.21	DSP du bruit de fréquence d'un laser Brillouin. . . . .	123
4.22	BFL en anneau avec pompe résonante dans la cavité . . . . .	124

4.23	Seuil du BFL GeAsSe. . . . .	125
4.24	Comparaison du RIN entre une cavité Brillouin faite de fibre silice classique et une autre faite de fibre AsSe. . . . .	125
4.25	DSP du bruit de fréquence du BFL SMF-28 . . . . .	126
4.26	Cavité Brillouin réalisée avec une fibre microstructurée GeAsSe (gauche) au lieu de la fibre à cœur suspendu AsSe (droite). . . . .	127
4.27	Mesure du seuil laser de la cavité GeAsSe BFL. . . . .	129
4.28	Comparaison du bruit d'intensité (RIN) entre un BFL AsSe et un BFL GeAsSe. . . . .	129
4.29	Comparaison de la DSP du bruit de fréquence du AsSe BFL et du GeAsSe BFL générés avec la même pompe. . . . .	130
4.30	DSP du bruit de fréquence de la (i) pompe (ii) composante Stokes pour différentes lasers de pompe; notamment (a) un laser DFB semi-conducteur, (b) un laser à fibre en module Koheras Basik, (c) un laser à fibre DFB ROC pompé optiquement à 1480 nm et (d) un laser à fibre Koheras Ajustik. . . . .	131
4.31	Banc expérimental de la cavité BFL opérant sur le Stokes d'ordre 2. . . . .	133
4.32	Puissance(s) S1 and S2 en fonction de la puissance injectée dans la fibre. . . . .	134
4.33	Spectre optique du BFL mesuré à une puissance injectée de 70 mW . . . . .	134
4.34	Réduction de la largeur spectrale (a) de la composante S1 et (b) de la composante S2 dans la cavité Brillouin GeAsSe avec le laser Tunicas comme pompe. . . . .	135
4.35	Réduction de la largeur spectrale (a) de la composante S1 et (b) de la composante S2 dans la cavité Brillouin AsSe. . . . .	135
4.36	RIN de la composante Stokes 2 du BFL. . . . .	137
4.37	RIN de la composante S1 pour deux différentes puissances pompe. . . . .	138
4.38	Génération d'onde Stokes d'ordres supérieures. . . . .	139
5.1	Schéma de principe de la mesure de largeur de raie. . . . .	144
5.2	Mesure de la largeur de raie en utilisant un laser Brillouin. . . . .	146
5.3	Utilisation d'un laser Brillouin en tant que capteur localisé. . . . .	147
5.4	Spectre du bruit de fréquence du laser Brillouin. . . . .	148
5.5	Spectre RF du battement entre les ondes pompe et Stokes . . . . .	151
5.6	Génération d'un signal optique RF à partir du BFL. . . . .	151
5.7	Mesure du bruit de phase du signal de battement entre les ondes pompe et Stokes. . . . .	152
5.8	Cavité Brillouin avec une pompe résonante envisagée avec l'utilisation fibre ATOS. . . . .	154
5.9	Spectre de transmission en sortie du port B du coupleur. . . . .	155
5.10	Conditions nécessaires pour avoir un laser Brillouin. . . . .	155
B.1	Illustration de la rétrodiffusion Rayleigh. . . . .	167
B.2	Mesure de largeur de raie par rétrodiffusion Rayleigh. . . . .	169
B.3	Comparaison des spectres obtenus avec notre méthode et par mesure auto-hétérodyne pour deux lasers. . . . .	170
B.4	Montage expérimental pour se décaler du bruit basse fréquence de la détection. . . . .	171
C.1	Relation entre les différents mesurandes permettant de décrire la lumière . . . . .	173

# Liste des tableaux

1	Définitions des symboles utilisés dans ce manuscrit . . . . .	vi
2	Propriétés des lasers utilisés dans ce manuscrit. . . . .	vi
3	Signification des acronymes utilisés dans ce manuscrit . . . . .	vii
4	Comparaison des performances de différents CFOs . . . . .	xi
5	Technologies des cavités lasers envisagées dans ATOS . . . . .	xviii
2.1	Indices linéaires $n_0$ et non-linéaires $n_2$ pour différentes compositions de verre. . . . .	55
2.2	Coefficient non-linéaires des fibres microstructurées en verre de chalcogénure. . . . .	57
2.3	Paramètres des fibres microstructurées en verre de chalcogénure ATOS. . . . .	59
2.4	Comparaison des paramètres entre des fibres à saut d'indice et microstructurée. . . . .	67
3.1	Paramètres pour calculer le gain Brillouin dans une fibre en silice . . . . .	76
3.2	Paramètres pour calculer C pour $\mu = 1$ . . . . .	79
3.3	Valeurs de C pour différentes définitions . . . . .	80
3.4	Coefficient de gain Brillouin mesuré dans les fibres ATOS . . . . .	96
3.5	Paramètres Brillouin des fibres en verre de chalcogénure utilisées pour ATOS . . . . .	97
4.1	Répartition des pertes totales de la cavité laser . . . . .	107
4.2	Liste des différents paramètres considérés pour la cavité. . . . .	109
4.3	Réduction de la largeur spectrale du BFL pour différents lasers de pompe. . . . .	120
4.4	Répartition des pertes totales de la cavité laser . . . . .	128
4.5	Réduction du bruit de fréquence du BFL pour différents lasers de pompe. . . . .	132
4.6	Comparaison de la largeur spectrale des différentes composantes Brillouin de la cavité BFL AsSe. . . . .	136
5.1	Comparaison de différentes méthodes de mesure de largeur de raie. . . . .	143
5.2	Comparaison des paramètres élasto-optiques de deux fibres. . . . .	149



# Introduction

Les travaux préliminaires effectués par Charles KAO [19] en 1966, pour lesquels ce dernier a reçu le prix Nobel de Physique en 2009, ont permis le développement des premières fibres optiques présentant très peu de pertes de transmission [20]. Ces fibres ont, non seulement ouvert la voie à la technologie de la fibre optique qui est aujourd’hui utilisée dans quasiment toutes les communications téléphoniques et transmissions de données, mais aussi révolutionné le domaine de l’optique non-linéaire. En effet, les fibres permettent un fort confinement de l’intensité lumineuse (généralement issu d’un laser) qui s’y propage sur une longue distance facilitant l’observation des diffusions Raman [21] et Brillouin [22] stimulées dans les fibres optiques.

C’est d’ailleurs la diffusion Brillouin qui va nous intéresser dans ces travaux de thèse. Découvert en 1922 par Léon BRILLOUIN [23], la diffusion Brillouin est une diffusion inélastique résultant de l’interaction entre une onde optique et un phonon acoustique. Souvent considéré néfaste dans le domaine de la télécommunication [24] car il limite la puissance d’un système de transmission optique, cet effet non-linéaire peut être utilisé pour la réalisation d’amplificateurs optiques et de lasers<sup>10</sup>. Le laser à fibre Brillouin, présenté pour la première fois par HILL en 1976 [25], peut potentiellement être très cohérent [26] et très peu bruyant incitant son utilisation dans plusieurs domaines incluant la défense, la métrologie et les télécommunications.

A ce jour, nous pouvons trouver d’innombrables publications sur des lasers à fibre Brillouin. Bien que la majorité de ces cavités sont faites à partir de fibre silice standard [18, 27–29], on trouve aussi mention de cavités Brillouin faites de fibres spéciales; notamment en utilisant des fibres microstructurées en silice [30–32] ou à base d’autres fibres de compositions différentes telles que le Bismuth [33], le Tellure [34] ou encore les verre de chalcogénure [35].

L’objectif de cette thèse, qui s’inscrit dans le cadre du projet ATOS (Antenne acoustique en technologie **T**out **O**ptique pour la **S**urveillanc**e**), est d’obtenir un laser Brillouin à la fois compact et avec un seuil laser relativement bas. Pour respecter ces deux conditions, il est nécessaire de disposer d’une fibre avec un très fort coefficient de gain Brillouin  $g_B$  et ayant une très petite aire effective de manière à concentrer la puissance optique dans le cœur de la fibre. Nous avons ainsi choisi d’utiliser une fibre faite à partir de verres en chalcogénures, qui ont un  $g_B$  de deux ordres de grandeurs supérieures au  $g_B$  d’une fibre monomode silice classique avec une microstructure dans le cœur. Ces fibres, fabriquées par l’Equipe Verres et Céramiques de l’UMR 6226 Sciences

---

10. Un laser, acronyme qui vient de l’anglais « Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation » traduit par “amplification de lumière par émission stimulée”, est un dispositif qui produit ou amplifie un rayonnement cohérent pour des longueurs d’onde situées dans les domaines infrarouge (IR), visible, ultraviolet (UV) du spectre électromagnétique.

Chimiques de Rennes et la Plate-forme d'Etudes et de Recherches sur les Fibres Optiques Spéciales (PERFOS) à Lannion, ont déjà démontré leur potentiel comme guide non-linéaire pour la réalisation de fonctions tout optiques [36].

Ces travaux de recherche contribuent donc, d'une part, à démontrer qu'il est expérimentalement possible de réaliser des lasers Brillouin compacts, bas seuils et exhibant des caractéristiques remarquables en termes de bruit et de cohérence avec des fibres microstructurées en verre de chalcogénure et, d'autre part, à étudier la potentialité de ces cavités lasers dans le cadre du projet ATOS tout en proposant d'autres applications possibles pour la métrologie, l'instrumentation et les télécommunications.

## Organisation du manuscrit

Ce manuscrit de thèse s'organise en cinq chapitres. Le **chapitre 1** sert à détailler et expliciter les notions de base sur les lasers et leurs bruits. Les différentes techniques et bancs expérimentaux mis en place durant ces travaux de recherche pour la mesure du bruit des lasers, qui ont été réalisés dans le cadre du projet ATOS, sont décrits succinctement.

Dans le **chapitre 2**, nous présentons et caractérisons les fibres optiques microstructurées en verre de chalcogénure utilisées dans le cadre du projet ATOS. Des notions importantes telles que l'aire effective, les pertes de transmission, la dispersion et le caractère monomode ou multimode de ces fibres seront abordées ainsi que la potentialité de générer des effets non-linéaires (effet Kerr et effet Raman) dans ces fibres.

La rétrodiffusion Brillouin stimulée dans les fibres microstructurée en verre de chalcogénure sera traitée dans le **chapitre 3**. Les mesures du seuil Brillouin, du coefficient de gain Brillouin et de la largeur de la bande de gain Brillouin dans les fibres utilisées dans le projet ATOS seront décrites et les valeurs expérimentales obtenues discutées et comparées aux valeurs données dans la littérature.

Le **chapitre 4** est consacré aux lasers Brillouin réalisés à partir des fibres conçues pour le projet ATOS. Nous discutons de l'architecture de la cavité laser utilisée et décrivons les mesures expérimentales obtenues sur le seuil, la cohérence et le bruit de ces cavités. Ces propriétés sont comparées à celles d'un laser Brillouin fait de fibre silice classique et nous étudions comment réduire le bruit de notre cavité Brillouin.

Finalement, la perspective d'utiliser notre cavité Brillouin pour l'application hydrophone est discutée dans le **chapitre 5**. Nous étudions aussi la potentialité de cette cavité pour d'autres applications telles que la génération de signaux optiques micro-ondes ainsi que pour une méthode de mesure de largeur spectrale.

# Chapitre 1

## Généralités sur le laser et sur son bruit

Les ingrédients nécessaires pour la réalisation d'un laser sont au nombre de quatre : un milieu amplificateur (l'amplification est réalisée par l'émission stimulée qui nécessite un mécanisme de pompage pour atteindre ce régime), une cavité ou résonateur qui permet des passages répétés dans le milieu amplificateur (leur association résulte en un oscillateur), le filtrage fréquentiel apporté par cette même cavité ou un élément externe qui fixe le régime d'opération du laser. Un quatrième élément est absolument primordial : il s'agit de la génération des premiers photons susceptibles d'être amplifiés. Si en régime permanent, leur nombre est bien inférieur aux photons stimulés, il n'en demeure pas moins qu'en leur absence, l'effet laser n'existerait pas. Ils sont le plus généralement liés à l'émission spontanée.

Ce phénomène spontané touche aux notions fondamentales de l'interaction avec le champ du vide. Il est la première source de bruit à laquelle s'ajoutent le bruit d'amplification, le bruit de détection et les bruits techniques. Ces notions statistiques ont été soulignées et étudiées dès la conception, la réalisation et l'explication du fonctionnement des premiers lasers. Leurs propriétés de bruit et de cohérence [37, 38], sont un élément essentiel dans les télécommunications optiques ainsi que pour la réalisation de capteurs actifs.

Dans la première partie du chapitre, nous allons procéder à un rappel sur le fonctionnement d'un laser. Après une brève illustration des bruits présents dans une émission laser, une description plus exhaustive des bancs de mesure de bruit spécialement conçus pour le projet ATOS sera faite dans la deuxième partie du chapitre. Nous montrerons comment il est possible, à partir de ces bancs de mesure, de remonter à des paramètres essentiels du laser notamment sur sa largeur de raie et sur ses bruits d'intensité et de fréquence.

### 1.1 Principe de fonctionnement

Le fonctionnement d'un laser repose donc sur trois composantes : un milieu amplificateur, un résonateur optique (composé dans notre exemple de 2 miroirs) et une source d'énergie (mécanisme de pompage). Ces trois éléments forment l'oscillateur laser, qui peut être représenté de façon schématique par la figure 1.1.



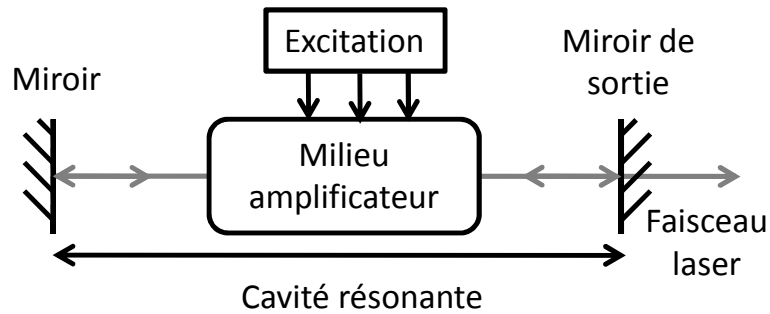


FIGURE 1.1 – Représentation schématique d'un laser.

Le milieu amplificateur est constitué d'atomes ayant différents niveaux d'énergie. Le régime d'amplification optique est obtenu par un pompage (qui peut être optique, électrique, chimique, par collisions ...). Cela consiste à amener plus d'atomes sur un niveau d'énergie dit excité que sur un niveau d'énergie plus faible que l'on peut appeler fondamental. Cela réalise une inversion de population soit une différence de population positive entre le nombre d'atomes sur l'état excité et sur l'état fondamental. Ce système permet d'atteindre le régime d'amplification optique, où l'émission stimulée est prépondérante. Un signal optique qui traverse le milieu amplificateur est alors amplifié. L'émission spontanée étant elle-aussi amplifiée, cela se fait au détriment d'une dégradation du rapport signal à bruit (quantifiée par le facteur de bruit de l'amplificateur).

Le résonateur optique peut être constitué de deux miroirs situés aux extrémités de l'oscillateur. L'un des miroirs est réfléchissant (ou partiellement réfléchissant), le second est alors semi-réfléchissant permettant la sortie du faisceau laser. L'oscillateur permet plusieurs allers et retours dans le milieu amplificateur et donc une bien plus grande amplification optique. Lorsque cette amplification compense sur un aller et retour les pertes (liées au milieu par des diffusions ou absorptions parasites et à la cavité par le(s) miroir(s) semi-réfléchissant(s)), le régime laser est alors atteint.

### 1.1.1 Absorption, émission spontanée et émission stimulée

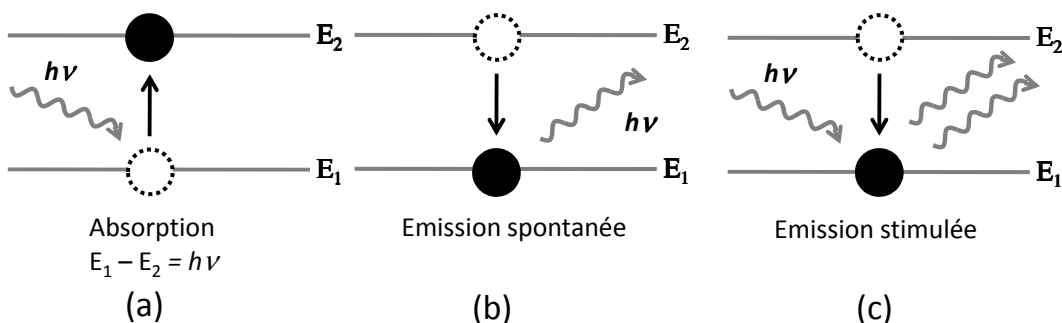


FIGURE 1.2 – (a) Absorption, (b) émission spontanée et (c) émission stimulée.  
 $E_2$  : niveau d'énergie haut;  $E_1$  : niveau d'énergie bas;  $\nu$  : fréquence du photon émis/absorbé;  
 $h$  : constante de Planck.

Trois phénomènes d'interaction avec la matière sont nécessaires pour la description du processus laser [39].

- L'absorption (figure 1.2(a)).

Un atome passe d'un niveau d'énergie  $E_1$  à un niveau d'énergie au dessus  $E_2$  en absorbant un photon ayant une énergie  $h\nu$  correspondant à la différence de niveau d'énergie ( $E_2 - E_1$ ).

- L'émission spontanée (figure 1.2(b))

Un atome, d'énergie  $E_2$ , passe spontanément au niveau inférieur  $E_1$  par interaction avec le champ du vide. Cette désexcitation donne lieu à la production d'un photon dans une direction non fixée, de phase aléatoire, de fréquence  $\nu$  donnée par :

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (1.1)$$

- L'émission stimulée (figure 1.2 (c)).

L'atome peut se désexciter dans l'état le moins énergétique en émettant un photon stimulé dont le rayonnement correspond à la même longueur d'onde, la même phase, le même état de polarisation et la même directivité que le photon incident. L'émission stimulée introduit la notion de gain ou d'amplification du rayonnement incident puisqu'à partir d'un photon, on en produit deux.

### 1.1.2 Conditions d'oscillation d'un laser

Pour obtenir l'effet laser, il est nécessaire de privilégier l'émission stimulée au détriment des deux autres processus. Deux conditions doivent être respectées pour favoriser cette émission stimulée.

Pour avoir un amplificateur de lumière, il est nécessaire qu'il y ait davantage d'atomes dans l'état excité que dans l'état fondamental : il faut provoquer une "inversion de population" et donc sortir de l'état d'équilibre thermodynamique. Pour réaliser ce déséquilibre, un pompage est nécessaire pour apporter sans cesse de l'énergie et surpeupler la population d'atomes dans l'état excité. Ce dernier peut être d'origine électrique (lasers à semi-conducteurs), optique (lasers à solide, lasers à fibre), électronique (laser à gaz) ou même chimique (lasers au fluorure d'hydrogène (HF)).

La puissance nécessaire pour atteindre ce déséquilibre peut être abaissée en augmentant le taux d'émission stimulée. Cela peut être réalisé par « amplification résonante » en enfermant le milieu amplificateur dans une cavité résonante pour y accumuler l'énergie lumineuse. Grâce à cette cavité résonante qui constitue un oscillateur optique, on favorise l'émission stimulée suivant l'axe de propagation de la lumière dans la cavité.

## 1.2 Principe de l'oscillateur laser

Un laser est une source de lumière cohérente, c'est à dire une onde électromagnétique sinusoïdale dans le temps (mathématiquement parlant). Un laser peut donc être vu comme un oscillateur.

Tout oscillateur peut être présenté, selon la sémantique propre à l'automatique, comme un circuit bouclé composé d'un amplificateur et d'un filtre sélectif (figure 1.3). Un laser peut être modélisé

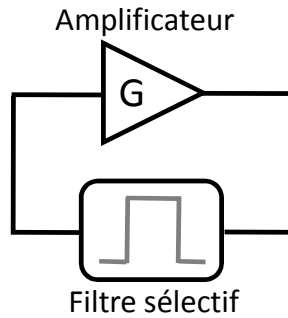


FIGURE 1.3 – Principe de l'oscillateur laser.

*Un laser peut être considéré comme un oscillateur à boucle fermée composé d'un amplificateur et d'un filtre sélectif.*

comme un oscillateur. Le système amplificateur de lumière est un milieu dans lequel on a réalisé une inversion de population donnant lieu à une amplification définie par le coefficient d'amplification en intensité (gain  $G$ ) pour un faisceau lumineux traversant un milieu amplificateur.

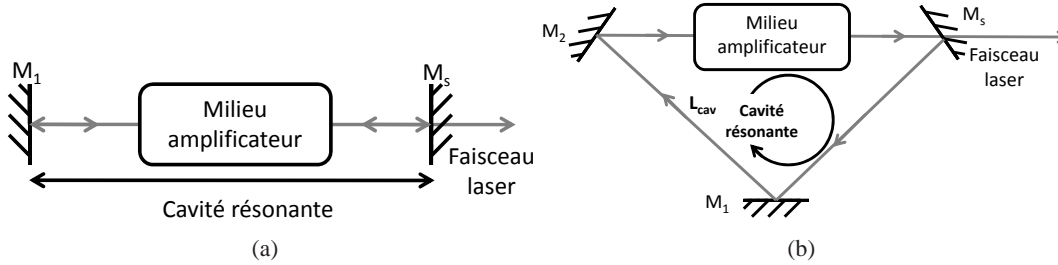


FIGURE 1.4 – Représentation schématique d'un laser à cavité (a) linéaire (b) en anneau.

$L_{cav}$  : longueur optique de la cavité;  $M_1$  et  $M_2$  : Miroirs à réflexion totale et  $M_3$  : Miroir de sortie.

La boucle de rétroaction est assurée par une cavité dans laquelle est placée l'amplificateur laser. Cette cavité laser est généralement constituée d'un ensemble de miroirs. Par exemple nous pouvons avoir une cavité linéaire avec l'utilisation de deux miroirs (figure 1.4(a)) ou une cavité en anneau, comme représentée sur la figure 1.4(b).

### 1.2.1 Fonction de transmission d'une cavité passive

Pour une cavité Fabry-Perot passive, représentée sur la figure 1.5, constituée de deux miroirs plans  $M_1$  et  $M_2$  (la réflectivité complexe du miroir  $M_i$  est  $r_i$ , sa transmission complexe est  $t_i$ ) qui séparent un milieu passif de longueur  $d$  et d'indice  $n$ , la fonction de transmission est connue sous le nom de la fonction d'Airy.

Elle peut être obtenue par trois différentes méthodes :

- par la sommation des multiples interférences suite à l'injection d'un signal optique externe dans la cavité :

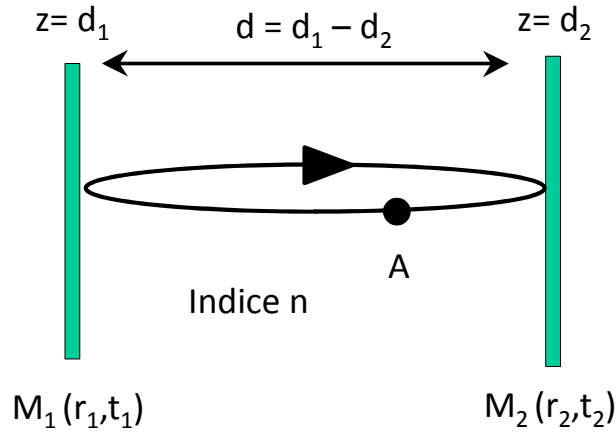


FIGURE 1.5 – Modélisation d'une cavité Fabry-Perot.

$$E = E_{inj} e^{i\omega_0 t} t_1 t_2 \left( 1 + r_1 r_2 e^{i\phi} + (r_1 r_2 e^{i\phi})^2 + (r_1 r_2 e^{i\phi})^3 + \dots \right) = \frac{E_{inj} e^{i\omega_0 t} t_1 t_2}{1 - r_1 r_2 e^{i2kd}} \quad (1.2)$$

– par le calcul de la réponse du filtre pour un champ pris à l'état stationnaire.

Nous nous intéressons à la réponse interne de la cavité en observant l'amplitude du champ  $E$  en un point  $A$  de la cavité. Nous étudions la solution stationnaire à ce système, solution telle que l'amplitude du champ en  $A$  soit un invariant après un aller-retour dans la cavité. En considérant le temps de propagation  $\tau_{A/R} = 2.n.d/c$  pour un aller-retour dans la cavité, cette condition de stationnarité se traduit par la relation  $E(t + \tau_{A/R}) = E(t)$ .

Le parcours de l'onde dans la cavité permet de déduire simplement l'amplitude du champ en  $A$  après un aller-retour selon la relation (où  $\alpha_a$  représente les pertes liées à l'absorption résiduelle dans la cavité) :

$$E_{cav} = t_1 E_{inj} e^{i\omega_0 t} + r_1 r_2 e^{i2kd} e^{-\alpha_a 2d} E_{cav} \quad (1.3)$$

– par la résolution des équations de Maxwell [40]

En présence d'absorption, le champ de sortie de la cavité devient :

$$E = \frac{E_0 e^{i\omega_0 t} t_1 t_2}{1 - r_1 r_2 e^{i2kd} e^{-\alpha_a 2d}} = \frac{E_0 e^{i\omega t}}{1 - e^{-\alpha_T 2d} e^{i\phi}} \quad (1.4)$$

où les pertes liées au miroir  $\alpha_M$  et à l'absorption résiduelle  $\alpha_a$  dans la cavité<sup>1</sup> s'écrivent :

$$\alpha_T = (\alpha_a + \alpha_M) = \left( \alpha_a - \frac{1}{2d} \ln(R_1 R_2) \right) \quad (1.5)$$

et  $\phi = \frac{4\pi n d}{c}$  représente, quant à lui, la phase cumulée par l'onde se propageant sur un aller-retour.

1. Les pertes liées à une résonance atomique sont généralement incluses dans le gain net d'amplification

### 1.2.2 Fonction de transfert de la cavité F-P

Nous allons maintenant chercher à obtenir la fonction d'Airy généralisée du laser (nous considérons un laser monomode de fréquence centrale  $\nu_0$ ) à partir de la fonction de transfert de la cavité passive. Tout d'abord, le terme excitateur n'est plus externe mais interne : c'est l'émission spontanée qui provient de la réponse du milieu à un pompage externe, pompage de nature électrique pour un laser à semi-conducteurs ou de nature optique pour un laser à fibre. De plus, ce terme est large bande et n'est plus monochromatique, il nous faut donc étudier la densité spectrale de puissance dans la cavité. Enfin, il nous faut introduire une notion de gain pour le milieu actif.

Le champ obéit à une fonction de transfert (1.4) est caractérisée par :

- son intervalle spectral libre (ISL) :

$$ISL = \frac{1}{\tau_c} = \frac{c}{2n_g d} = \frac{\nu_g}{2d} \quad (1.6)$$

où  $\nu_g$  est la vitesse de groupe de la lumière.

- sa transmission maximale :

$$T_{\max} = \frac{T_1 T_2}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2} \quad (1.7)$$

Le terme  $T_i$  ( $R_i$ ) représente la transmission (réflectivité) en intensité du miroir  $M_i$ . Puisque nous sommes en incidence normale,  $T_i$  n'est autre que le produit de  $t_i$  par son complexe conjugué.

- sa finesse  $F$  (ou de façon équivalente son contraste  $C$ ).

La finesse est le rapport de l'ISL sur la largeur  $\Delta\nu$  à mi-hauteur d'un pic de transmission. Il ne dépend que de la réflectivité des miroirs :

$$F = \frac{ISL}{\Delta\nu} = \pi \frac{(R_1 R_2)^{\frac{1}{4}}}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})} = \frac{\pi}{2} \sqrt{C} \quad (1.8)$$

La fonction de transfert s'écrit alors :

$$T_{FP} = \frac{I_{\text{sortie}}}{I_{\text{entre}}} = T_{\max} \frac{1}{1 + C \sin^2 \left( \frac{\pi \nu}{ISL} \right)} = T_{\max} \frac{1}{1 + \left( \frac{2F}{\pi} \right)^2 \sin^2(\phi)} \quad (1.9)$$

En présence de pertes dans la cavité, la finesse devient :

$$F = \pi \frac{e^{-\alpha_r d/2}}{1 - e^{-\alpha_r d}} \quad (1.10)$$

- son facteur de qualité  $Q$

$$Q = 2\pi \frac{1}{\nu_g \alpha_T / \nu_0} = \frac{\nu_0}{ISL} F \quad (1.11)$$

### 1.2.3 Gain d'un laser

Le milieu amplificateur est constitué d'atomes dont les niveaux d'énergie vont définir la bande passante optique sur laquelle il sera possible d'avoir une amplification optique. Pour plus de détails sur ce point, le lecteur pourra se reporter aux très nombreux ouvrages sur la physique des lasers [41, 42] que nous n'allons pas aborder en détail car le thème central de ces travaux de thèse est l'amplification ramenée par la diffusion Brillouin qui sera étudié dans un prochain chapitre.

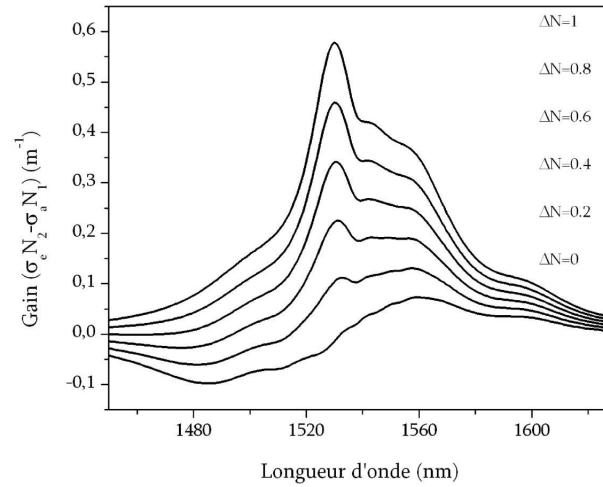


FIGURE 1.6 – Gain de l'ion Erbium par rapport à la longueur d'onde.

A titre d'exemple, nous montrons le gain de l'ion Erbium (figure 1.6) obtenue à partir des mesures expérimentales des sections efficaces d'absorption ( $\sigma_a$ ) et d'émission ( $\sigma_e$ ) en exploitant la formulation du gain linéïque (donné en  $m^{-1}$ ) :

$$g_a(\lambda) = (\sigma_e(\lambda)N_2 - \sigma_a(\lambda)N_1) \quad (1.12)$$

$N_i$  définit la densité des atomes dans le niveau d'énergie  $i$ . L'intensité  $I(z)$  à un point quelconque dans un résonateur est donné par :

$$I(z) = GI(0) = e^{g_a z} I(0) \quad (1.13)$$

### 1.2.4 Fonction de transfert généralisée

Lorsque la cavité est remplie d'un milieu actif (amplificateur), il n'existe plus de champ externe mais une multitude de sources internes constituées de l'émission spontanée.

En partant de des équations de Maxwell, il est possible de formuler, pour le champ électrique, la contribution de ces sources au travers d'une polarisation macroscopique (densité volumique de dipôles électriques) pour l'émission spontanée  $\vec{\mathcal{P}}^{sp}(t)$  et l'émission stimulée  $\vec{\mathcal{P}}^{st}(t)$  :

$$\Delta \left( \vec{\mathcal{E}}(t) \right) - \frac{1}{v_g^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{\mathcal{E}}(t) = \frac{1}{\epsilon_0 v_g^2} \left[ \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{\mathcal{P}}^{sp}(t) + \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{\mathcal{P}}^{st}(t) \right] \quad (1.14)$$

Une transformée de Fourier temporelle permet de rechercher les solutions sous la forme :

$$\mathcal{E}(z, \omega) = \int dt \mathcal{E}(z, t) e^{-i\omega t} = E(z, \omega) e^{-ikz} \quad (1.15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E(z, \omega)}{\partial z} &= \frac{\omega^2}{2ik\epsilon v_g^2} \left( \mathcal{P}^{st}(z, \omega) e^{ikz} + \mathcal{P}^{sp}(z, \omega) e^{ikz} \right) \\ &= \frac{\omega^2}{2ik\epsilon v_g^2} \left( P^{st}(z, \omega) + P^{sp}(z, \omega) \right) \end{aligned} \quad (1.16)$$

La polarisation liée à l'émission stimulée dépend linéairement du champ électrique comme le démontre une approche via la matrice densité :

$$\mathcal{P}^{st} = \epsilon \chi \mathcal{E} \quad (1.17)$$

où la variable  $\beta$  peut être introduite :

$$\beta = \frac{\omega}{2v_g} \chi^{st}(z, \omega) \quad (1.18)$$

La polarisation liée à l'émission spontanée est une variable aléatoire équivalente à champ électrique  $s$  qui va être équi-réparti sur la longueur  $d$  de la cavité laser :

$$\frac{\omega^2}{2ik\epsilon v_g^2} P^{sp}(z, \omega) = \frac{s(z, \omega)}{d_2 - d_1} \quad (1.19)$$

Au final l'expression du champ optique se simplifie largement :

$$\frac{\partial E(z, \omega)}{\partial z} = -i\beta E(z, \omega) + \frac{s(z, \omega)}{d} \quad (1.20)$$

Une même expression est obtenue pour le champ contra-propagatif en remplaçant  $z$  en  $-z$ .

Les solutions générales s'expriment :

$$E(z, \omega) = E_0(\omega) e^{-i\beta z} + e^{-i\beta z} \int_{d_1}^z \frac{s(\eta, \omega)}{d} e^{i\beta \eta} d\eta \quad (1.21)$$

Et pour le champ contra-propagatif noté prime :

$$E'(z, \omega) = E'_0(\omega) e^{-i\beta z} + e^{-i\beta z} \int_{d_1}^z \frac{s(\eta, \omega)}{d} e^{i\beta \eta} d\eta \quad (1.22)$$

où  $\eta$  représente...

L'application des conditions de continuité aux limites permet d'établir pour le champ contra-propagatif sortant de la cavité en  $z = d_1$  :

$$E'(d_1, \omega) = \frac{s}{1 - e^{-L} e^{-2i\beta d}} \quad (1.23)$$

avec  $L = 2d \left( \alpha_a + \frac{1}{2d} \ln \left( \frac{1}{r_1 r_2} \right) \right)$ .

En introduisant le gain et la phase du champ ( $e^{-2i\beta d} = e^{G-i\phi}$ ), l'expression devient pour la densité spectrale de puissance :

$$y(\omega) = |E'(d_1, \omega)|^2 = \frac{|s|^2}{|1 - e^{-L}e^{-2i\beta d}|^2} = \frac{S(\omega)}{(1 - e^{-L+G})^2 + 4e^{-L+G}\sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)} \quad (1.24)$$

où l'on pose :

$$\phi = \frac{4\pi d n_g}{c} (v - v_0) = 2n_g \left( \pi \frac{2d}{c} v - \pi \frac{2d}{c} v_0 \right) = A(x - x_0) \quad (1.25)$$

ou  $n_g$  représente l'indice de groupe. Pour alléger l'expression (1.24), nous allons condenser la phase cumulée  $\phi$  en fonction de la fréquence normalisée et ajouter un terme  $x$  qui correspond à une fréquence normalisée relative à l'ISL. Nous avons aussi utilisé un terme  $A = 2n_g$ , qui correspond à une quantité caractéristique du milieu amplificateur.

Finalement, l'équation (1.24) devient :

$$y(x) = \frac{S}{(1 - e^{G-L})^2 + 4e^{G-L}\sin^2(A(x - x_0))} \quad (1.26)$$

Contrairement au cas précédent d'une cavité non remplie d'un milieu amplificateur, le champ source n'est plus monochromatique. Cette densité spectrale de puissance contient tous les ingrédients du laser :

- l'émission spontanée décrite par une densité spectrale  $S$  correspondant au spectre large d'émission spontanée du milieu actif excité par le pompage;
- l'émission stimulée et l'absorption contenues dans le gain  $G$ ;
- les pertes résiduelles de la cavité contenues dans le terme  $L$ ;
- l'effet de résonance de la cavité contenu dans la fonction de transfert identique à celle d'une cavité Fabry-Perot modifiée par l'insertion du milieu actif.

Lors d'un aller-retour dans le laser, la lumière est donc l'objet de ces quatre éléments. En l'absence d'émission spontanée ( $S = 0$ ), le champ laser est nul. Lorsqu'on augmente le pompage, le gain  $G^2$  augmente. Lorsque  $D$  devient positif, une inversion de population s'établit qui signe le régime d'amplification optique. Lorsque  $G$  augmente encore, il égale les pertes : c'est le seuil laser.

On remarquera que quand  $G = L$ , la densité spectrale de puissance  $y(x)$  diverge. Ce constat est en fait erroné car la fonction de la densité spectrale de puissance est plus complexe qu'il n'y paraît. En effet, la densité spectrale de puissance est en fait une fonction de sa propre intégrale :

$$Y = \int dx y(x) \quad (1.27)$$

Parce que le gain est saturé et s'écrit sous la forme (en notation normalisée) :

$$G = \frac{G_0}{1 + Y} \quad (1.28)$$

---

2.  $G = \sigma D$ , avec  $\sigma$  la section efficace d'absorption et d'émission stimulée,  $D$  la différence de population entre les deux niveaux d'énergie considéré dans le processus laser.



Autrement dit, au seuil, la traditionnelle condition de Lamb, “gain = pertes” n’est pas exacte. Précisons que l’erreur commise est inférieure au pourcent en valeur relative<sup>3</sup> :

$$G = \frac{G_0}{1+Y} \Rightarrow Y_L = \frac{G_0}{L} - 1 = r - 1 \quad (1.29)$$

Cette faible valeur de  $(G - L)$  est néanmoins importante car elle empêche la divergence de la densité spectrale de puissance  $y(x)$ . Une simplification importante est de prendre un laser monofréquence. Dans ce cas, on considère que l’ISL est bien supérieur à la largeur de la courbe de gain.

Si l’on suppose que l’émission laser va se faire sur une plage spectrale très petite devant la largeur de gain, on est en droit de considérer l’émission spontanée comme constante sur la bande d’émission laser ainsi que le gain  $G$ . D’autre part, on peut développer au premier ordre :

$$\sin(A(x - x_0)) \sim A(x - x_0) \quad (1.30)$$

La densité spectrale de puissance s’exprime alors comme une Lorentzienne :

$$y(x) = \frac{S}{(1 - e^{G-L})^2 + 4e^{G-L}(A(x - x_0))^2} \quad (1.31)$$

L’intégrale de cette DSP est égale à :

$$Y = \frac{S}{e^{-L+G}} \frac{\pi}{A^2 \Gamma} \quad (1.32)$$

La largeur de raie de l’émission laser prise à mi-hauteur  $\Gamma$  est donnée par :

$$\Gamma = \frac{1}{A} \frac{1 - e^{-L+G}}{1 - e^{-\frac{L+G}{2}}} = \frac{2}{A} \sinh\left(\frac{L-G}{2}\right) \quad (1.33)$$

Cette équation permet de calculer l’intensité totale soit numériquement soit analytiquement en considérant les solutions très proches de la solution de Lamb  $Y = Y_L + \delta Y$ . On démontre alors que l’intensité résultante est linéairement dépendante du pompage et que la largeur suit la loi établie par SCHAWLOW et TOWNES [43] :

$$2\Gamma = \frac{2\pi S}{A^2 Y_L} \quad (1.34)$$

### 1.3 Les lasers utilisant des phénomènes non-linéaires

Il existe aussi d’autres mécanismes d’amplification pouvant servir de base à la réalisation de lasers, mais qui ne reposent pas sur l’émission stimulée. Dans ces cavités lasers, l’énergie de la pompe est transférée au signal par une interaction non-linéaire avec le milieu très souvent de façon quasi-instantanée sans l’étape de stockage par les ions actifs. Ces transferts d’énergie peuvent être très efficaces lorsque l’intensité optique est élevée et quand la longueur d’interaction est grande, ce qui est le cas dans les fibres optiques.

---

3. l’intensité est proportionnelle au gain net noté  $r-1$ .

### 1.3.1 Oscillateur paramétrique optique

Le mélange à quatre ondes peut être utilisé pour réaliser la fonction d'amplification optique. Ce phénomène, souvent appelé "amplification paramétrique," doit satisfaire un accord de phase pour être efficace : les vitesses de phase des ondes qui interagissent doivent satisfaire une relation précise. En conséquence, la possibilité d'avoir une amplification efficace est liée aux propriétés de dispersion de la fibre.

En configuration laser, ce type de source est appelé oscillateur paramétrique optique (OPO) [44–46]. Un OPO est constitué d'un milieu actif non-linéaire (par exemple un cristal de Niobate de Lithium) dans lequel une conversion paramétrique permet de convertir des photons "pompes" de fréquence  $\omega_p$  en photons "signaux" et "complémentaires" de fréquence  $\omega_s$  et  $\omega_c$  (figure 1.7).

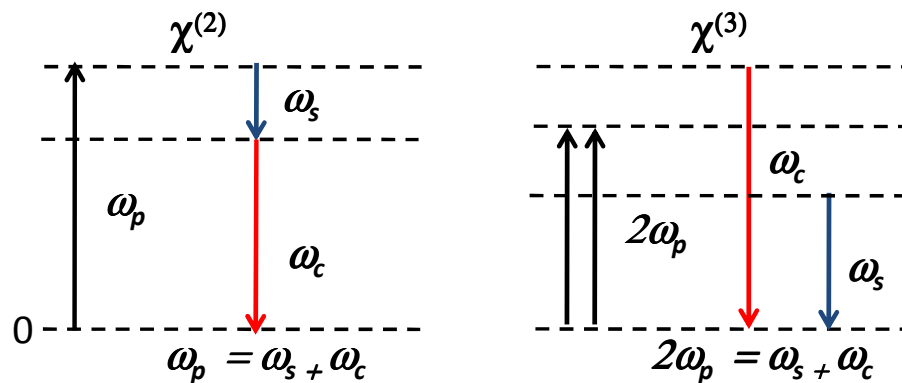


FIGURE 1.7 – Principe de la conversion paramétrique.

*Un photon pompe est converti en un photon signal et un photon complémentaire pour un système avec une susceptibilité d'ordre 2 alors que deux photons pompes sont convertis en un photon signal et un photon complémentaire pour un système avec une susceptibilité d'ordre 3.*

La conservation de l'énergie impose les relations suivantes :

- $\omega_p = \omega_s + \omega_c$  lorsque la non-linéarité est du second ordre et la susceptibilité non linéaire en  $\chi^{(2)}$  (un photon pompe est converti en deux photons) ;
- $2\omega_p = \omega_s + \omega_c$  lorsque la non-linéarité est du troisième ordre et la susceptibilité non linéaire en  $\chi^{(3)}$  (deux photons pompe sont utilisés).

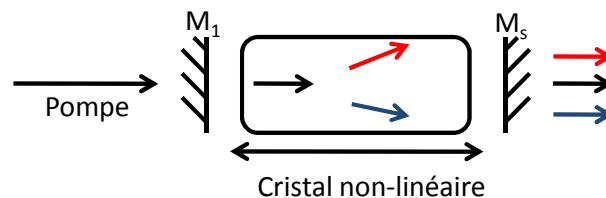


FIGURE 1.8 – Oscillateur paramétrique optique.

Lorsque le matériau non-linéaire est placé dans une cavité (figure 1.8), les ondes s'y propageant deviennent résonantes<sup>4</sup> et peuvent être amplifiées. Pour plus de détails sur ces sources, le lecteur

4. La cavité peut être résonante pour une seule, pour deux (dans les DROPO) ou les trois (TROPO) fréquences paramétriques s'y propageant.

peut se référer aux manuscrit de thèses de BERROU [47] et d'ANDRIEUX [48] qui traitent de façon très complète la réalisation et le développement des OPOs.

Néanmoins, rappelons que l'intérêt de ces sources réside dans le fait que les longueurs d'ondes émises peuvent s'étendre de l'ultraviolet à l'infrarouge, ce qui fait des OPO des sources particulièrement intéressantes pour générer des rayonnements cohérents, monochromatiques et éventuellement intenses dans des régions du spectre inaccessibles aux lasers classiques.

### 1.3.2 Laser Raman

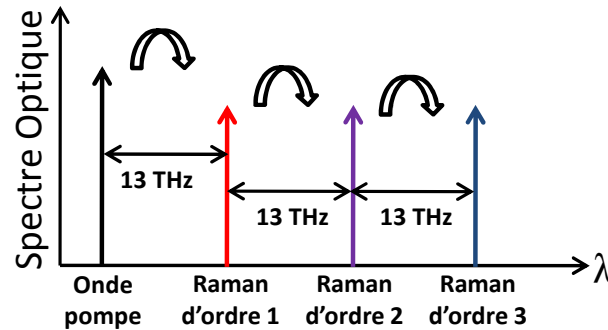


FIGURE 1.9 – Principe de l'effet Raman.

Un autre phénomène non-linéaire utilisé comme gain optique dans les lasers est la diffusion Raman stimulée. Rappelons que la diffusion Raman est le résultat de l'interaction entre une onde électromagnétique (onde pompe) et des molécules du matériau résonnant à une fréquence  $\nu_R$  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.

Si l'onde incidente est suffisamment intense, le processus de diffusion entre photons et phonons peut devenir stimulé dans la mesure où le battement temporel entre l'onde pompe et l'onde Stokes engendre des phonons à la fréquence  $\nu_R$ . Les ondes Stokes ainsi obtenues interfèrent alors avec l'onde pompe et forcent les molécules à vibrer à la fréquence Raman.

Dans cette configuration, l'onde Stokes joue alors le rôle de pompe secondaire, et stimule des ordres Stokes supérieurs, successivement décalés en fréquence (figure 1.9) de la même quantité  $\nu_R$  ( $\approx 13$  THz dans une fibre silice) ou amplifier un signal déjà existant à cette fréquence spécifique.

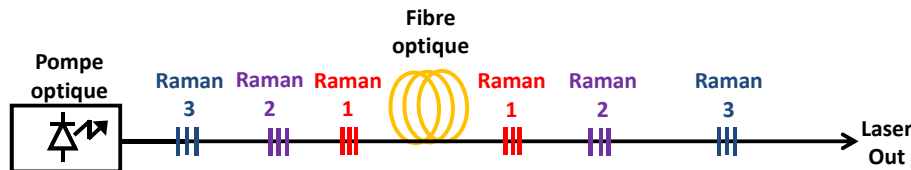


FIGURE 1.10 – Cavité laser basée sur la diffusion Raman stimulée.

En pratique, l'amplification Raman est utilisée dans certains systèmes de télécommunications à longue distance [49]. Ce phénomène peut aussi être exploité pour fabriquer des lasers [50]. Des

fibres de très petits diamètres sont préférentiellement utilisées car la génération de la diffusion Raman stimulée dans une fibre requiert une très grande intensité optique. Un exemple d'un tel résonateur est présenté sur la figure 1.10. La source de pompe, souvent un laser à fibre dopée Ytterbium, est injectée à travers des miroirs sélectifs en longueur d'onde (généralement des réseaux de Bragg). La source consiste alors en  $N$  résonateurs imbriqués, correspondant aux ordres Raman successifs. Lorsque la longueur d'onde voulue est atteinte, on joue sur le coefficient du coupleur de sortie pour optimiser l'efficacité de la source.

### 1.3.3 Laser Brillouin

Un effet assez proche de la diffusion Raman est la diffusion Brillouin, qui repose sur un autre type d'excitation acoustique du matériau. En régime stimulé, il en résulte la génération d'une bande de gain, décalée en fréquence ( $\approx 11$  GHz) et ayant une largeur de bande (10 - 30 MHz) beaucoup plus faible que dans le cas de la diffusion Raman. Cette bande de gain est d'ailleurs utilisée dans les amplificateurs [51, 52] et les lasers Brillouin [25].

Les lasers à fibre réalisés lors de ces travaux de recherche utilisent tous cet effet non-linéaire comme mécanisme d'amplification. Nous traiterons ce sujet de façon plus exhaustive dans les chapitres à venir.

## 1.4 Généralités sur le bruit d'un laser

On a vu dans la partie précédente que l'émission spontanée joue un rôle essentiel dans le démarrage des lasers. C'est en effet elle qui apporte le "premier photon" que le milieu actif va ensuite pouvoir amplifier par émission stimulée et qui va donc provoquer le démarrage de l'oscillation laser. Cependant, une fois que le laser a atteint son régime stationnaire, l'émission spontanée continue à se manifester puisqu'il y a toujours une population non nulle dans l'état excité de la transition laser. Cette émission spontanée a un caractère aléatoire : elle est émise avec une direction, une phase et une polarisation aléatoire. Elle n'est pas, par conséquent, toujours émise dans le mode laser. Mais quand elle y est, elle s'ajoute au champ présent dans la cavité du laser avec une phase aléatoire. Elle va donc être responsable d'une évolution stochastique du champ laser et donc d'un bruit.

Le "bruit" d'un laser est un terme qui désigne les fluctuations aléatoires des paramètres d'émission du laser (intensité, fréquence d'émission). Ces fluctuations peuvent avoir un impact négatif pour les nombreuses applications du laser, plus particulièrement dans le domaine de la métrologie et des capteurs optiques. Par exemple, des mesures de localisation basées sur des méthodes interférométriques sont très sensibles aux fluctuations de fréquence du laser utilisé. De plus, la vitesse et la portée de transmission dans les liaisons optiques sont limitées par le bruit des lasers.

Nous avons vu dans le paragraphe précédent qu'un laser peut être vu comme un oscillateur émettant une fréquence optique  $\nu$ . Dans le cas idéal, le signal sinusoïdal non-bruité en sortie d'un laser s'exprime (en rouge sur la figure 1.11) par l'expression suivante :

$$V(t) = V_0 \cdot \sin(2\pi\nu_0 t) \quad (1.35)$$

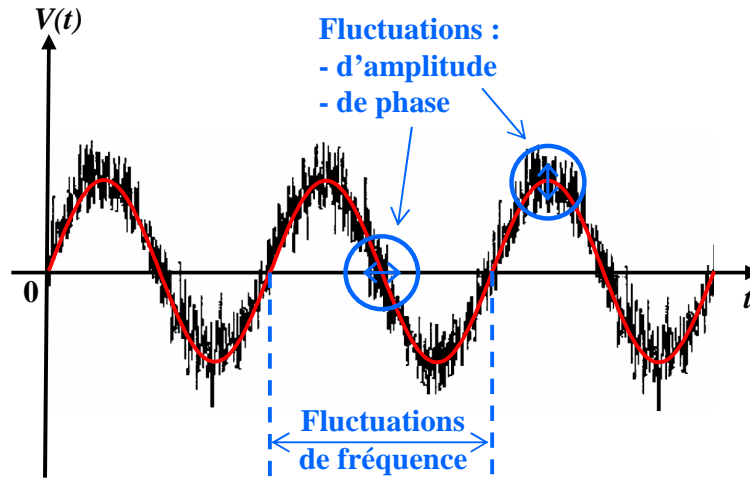


FIGURE 1.11 – Influence du bruit sur un signal sinusoïdal pur (rouge).

En pratique, le signal généré par un oscillateur n'est jamais parfaitement sinusoïdal (courbe noire de la figure 1.11). Il est perturbé par diverses sources de bruit qui s'additionnent au signal ou modulent directement son intensité, sa phase ou sa fréquence créant ainsi des fluctuations d'amplitude qui font varier l'intensité du signal et des fluctuations de fréquence et de phase qui font varier la fréquence  $\nu_0$  de la porteuse.

Dans le cas d'un laser, ces sources de bruit peuvent être classées en deux catégories :

- le bruit technique est causé par les vibrations acoustiques ou mécaniques de la cavité laser, les variations lentes (par exemple la température de la pièce), les battements entre différents modes longitudinaux ou transverses et le bruit de la pompe transféré au laser;
- le bruit quantique qui provient du milieu à gain (émission spontanée) et de la cavité (perte et couplage dans la cavité). Très souvent, la contribution du bruit technique est bien plus conséquente que celle du bruit quantique.

L'équation (1.35) décrivant le signal bruité devient alors :

$$V(t) = [V_0 + \varepsilon(t)] \cdot \sin [2\pi\nu_0 t + \phi(t)] \quad (1.36)$$

où  $\varepsilon(t)$  et  $\phi(t)$  représentent respectivement les fluctuations temporelles de l'amplitude et de la phase du signal.

### Densité spectrale de puissance de bruit

La fonction d'autocorrélation est généralement utilisée pour rendre compte des caractéristiques temporelles d'un signal bruité. Si on prend comme exemple les fluctuations en intensités  $\delta I(t)$  d'un laser, sa fonction d'autocorrélation des fluctuations relatives d'intensités  $C_{\delta I(t)\delta I(t)}$  sera définie par :

$$C_{\delta I(t)\delta I(t)} = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} \delta I(t) \cdot \delta I(t + \tau) d\tau \quad (1.37)$$

où  $T$  est le temps considéré pour la mesure.

Cependant, le bruit est souvent caractérisé dans le domaine fréquentiel dans notre domaine d'application. Ainsi, la densité spectrale de puissance (DSP) du bruit est généralement utilisée. La DSP d'un bruit représente la distribution de sa puissance moyenne dans le domaine spectral et permet la décomposition spectrale du bruit étudié. Son intégration sur un intervalle de temps donné correspond à la puissance de bruit présente dans cet intervalle alors que la puissance moyenne totale est obtenue en intégrant sur tout le domaine des fréquences. La DSP des fluctuations de l'intensité  $S_{\delta I(t)\delta I(t)}$  peut être obtenue en effectuant une transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation de l'équation (1.37) (Théorème de Wiener-Khintchine) (Voir Annexe C).

$$S_{\delta I(t)\delta I(t)} = \int_{-\infty}^{+\infty} C_{\delta I(t)\delta I(t)}(\tau) \cdot e^{i2\pi\nu\tau} d\nu \quad (1.38)$$

### 1.4.1 Bruit d'intensité

Le signal optique délivré par une source présente des fluctuations d'amplitude. Ainsi la puissance optique émise par cette source est donnée par l'équation :

$$P(t) = P_0 + \delta P(t) \quad (1.39)$$



FIGURE 1.12 – Evolution temporelle de la puissance en sortie d'un laser.

*Fluctuations de la puissance de sortie d'un laser  $\delta P(t)$  autour de sa valeur moyenne  $P_0$ .*

$\delta P(t)$  représente le bruit d'intensité dans le domaine temporel. Il décrit les fluctuations de la puissance en sortie du laser autour de sa puissance moyenne  $P_0$ . Les performances d'un laser, en termes de bruit d'intensité, sont couramment évaluées par une grandeur appelé RIN (Relative Intensity Noise), donné par l'expression suivante :

$$RIN = \frac{\langle \delta P(t)^2 \rangle}{\langle P_0^2 \rangle} \quad (1.40)$$

Le RIN correspond à la DSP de  $P(t)$  rapportée au carré de la puissance moyenne (l'intensité moyenne) du laser. Cette normalisation permet ainsi une comparaison du niveau de bruit de deux lasers émettant à deux puissances différentes.

La mesure de RIN s'effectue en utilisant un oscilloscope ou un analyseur de spectre électrique (ESA, Electrical spectrum Analyzer); donc dans le domaine électrique. La définition de RIN utilisée devient donc :

$$\text{RIN} = \frac{N_{\text{RIN}}}{P_{\text{elec}}} \quad (1.41)$$

$$P_{\text{elec}} = R.i^2 = R.(SP_{\text{opt}})^2 \quad (1.42)$$

où  $N_{\text{RIN}}$  est la DSP autour de la puissance électrique moyenne  $P_{\text{elec}}$  engendrée par les variations de puissance optique mesurée avec un ESA. Notons que  $P_{\text{elec}}$  est fonction du photocourant moyen  $i$  produit lors de la conversion opto-électronique, du rendement  $S$  et de la résistance interne  $R$  du photodétecteur.

### 1.4.2 Bruit de phase et largeur spectrale

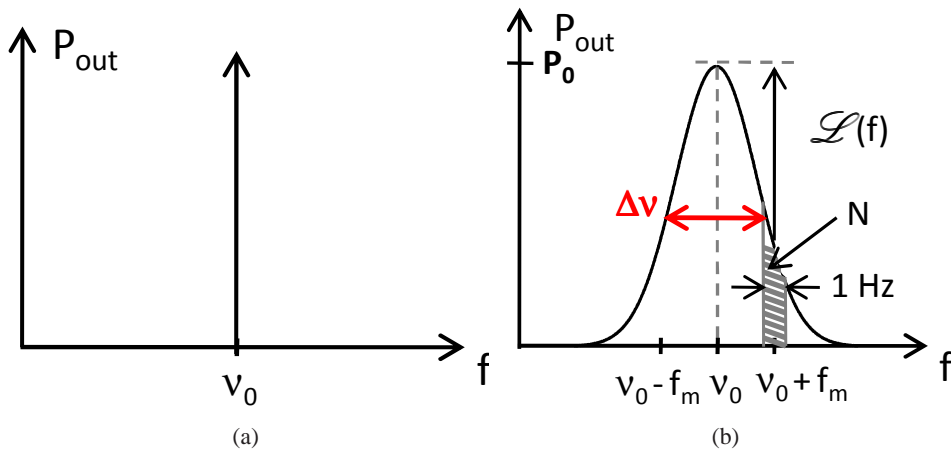


FIGURE 1.13 – Spectre de puissance d'un signal sinusoïdal (a) pur (b) bruité.

$\mathcal{L}(f)$  : bruit de phase;  $P_0$  : puissance de la porteuse;  $\Delta\nu$  : largeur de raie d'un laser;  $N$  : puissance de bruit dans une bande de 1 Hz.

La puissance totale d'un signal sinusoïdal pur, de fréquence  $\nu_0$  (équation (1.35)) est entièrement localisée à la fréquence porteuse  $\nu_0$  ("fonction de Dirac") comme on peut le voir sur la figure 1.13(a). Si le signal possède un bruit de phase, une fraction de sa puissance totale est alors distribuée de façon continue dans des bandes latérales de bruit symétriques autour de la porteuse  $\nu_0$ . Cela se traduit par un étalement du signal autour de la fréquence  $\nu_0$  (figure 1.13(b)). Généralement, cet élargissement est mesuré à 50 % de son hauteur maximum. Dans cette configuration on l'appelle largeur de raie  $\Delta\nu$  du laser.

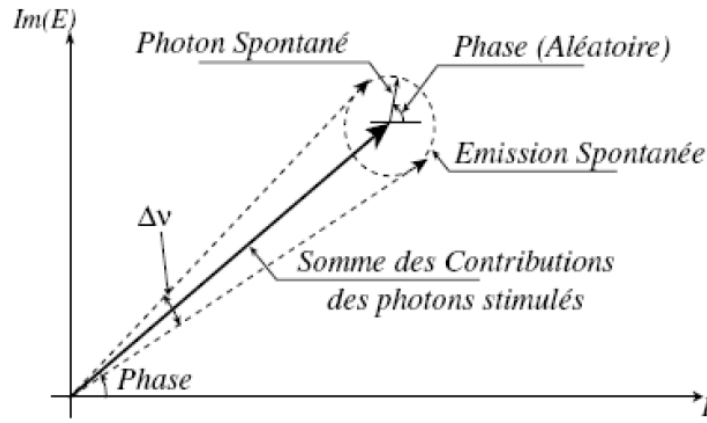


FIGURE 1.14 – Origine de la largeur de raie selon A.L. Schawlow & C.H. Townes.  
 En abscisse la partie réelle et en ordonnée la partie imaginaire du champ électrique de l'onde laser. La contribution de l'émission stimulée à ce champ est représentée par le vecteur en gras, d'amplitude et de phase constantes.

### 1.4.2.1 Largeur spectrale d'un laser

Selon la théorie de SCHAWLOW et TOWNES (l'équation (1.34)), la largeur de raie d'un laser est principalement due aux fluctuations de phase (donc de fréquence) causée par l'émission spontanée de photons dans une cavité laser. Le photon généré par cette émission spontanée a une amplitude, une phase et une fréquence aléatoire, représenté sur la figure 1.14 avec en abscisse la partie réelle et en ordonnée la partie imaginaire du champ électrique de l'onde laser, qui changent ainsi de façon discontinue la phase et l'intensité du champ laser. Quant à la contribution de photons issus de l'émission stimulée, elle est représentée par un vecteur (représentée en gras sur la figure) de phase et d'amplitude continue.

Lorsque des photons issus de l'émission spontanée viennent se coupler à l'émission laser, il en résulte un continuum de vecteurs entre deux vecteurs extrêmes représentés en pointillés, qui est à l'origine de la largeur de raie  $\Delta\nu$ .

Cette largeur peut être calculée à partir de la célèbre formule donnée dans leur papier de 1958 et formulée dans l'équation (1.34) :

$$\Delta\nu = \frac{h\nu}{4\pi\tau_{cav}^2 P_{out}} \quad (1.43)$$

où  $P_{out}$  est la puissance de sortie du laser si les seules pertes de la cavité sont les pertes par transmission du miroir de sortie. L'interprétation de l'équation (1.43) est intéressante : on voit que la largeur de raie du laser est dépendante de  $P_{out}$ .

Cependant, la largeur Schawlow-Townes doit être considérée comme une limite fondamentale de la largeur de raie du laser. En effet, cette valeur est très difficile à atteindre car il existe de nombreux autres phénomènes prédominant responsables de élargissement de la raie laser, comme par exemple les fluctuations de la longueur de la cavité qui induisent des fluctuations de la fréquence, plus connues sous le nom de gigue.



### 1.4.2.2 Bruit de phase d'un laser

La largeur spectrale, étant une valeur singulière, est d'un intérêt particulier pour les applications dans la plupart des cas. D'ailleurs, les fiches techniques des lasers spécifient toujours cette valeur. Cependant, un spectre complet du bruit de phase peut être requis dans d'autres cas. D'ailleurs, ces spectres peuvent révéler d'importantes contributions de bruit qui n'apparaissent pas forcément dans la mesure de la largeur de raie du laser.

Généralement, le terme de bruit de phase est utilisé pour définir les fluctuations de phase relatives entre les différents modes d'un laser multimode. Ce terme peut cependant aussi être utilisé dans le cas d'un laser monofréquence où l'on considère que toute la puissance est accumulée dans un seul mode résonant. Dans ce cas précis, le bruit de phase d'un laser est relié aux fluctuations de la phase optique de l'émission laser.

Comme dans le cas du bruit d'intensité, les fluctuations de la phase optique du rayonnement laser peuvent être caractérisées par sa densité spectrale  $S_\phi(f)$  de fluctuations de phase dans une bande de 1 Hz. Ce terme décrit les fluctuations de phase en fonction de la distance à la porteuse  $f_m$ .  $S_\phi(f)$  s'exprime généralement en  $rad^2/Hz$ . Cependant, comme le radian n'a pas de dimension, il n'est pas impossible de voir l'utilisation de l'unité  $Hz^{-1}$ .

Dans la pratique, le terme  $\mathcal{L}(f)$  est le plus souvent utilisé.  $\mathcal{L}(f)$  représente la densité spectrale simple bande et est reliée à  $S_\phi(f)$  par l'expression suivante :

$$\mathcal{L}(f) = \frac{S_\phi(f)}{2} = \frac{N}{P_0} \quad (1.44)$$

$\mathcal{L}(f)$  traduit la proportion relative du bruit par rapport à un signal connu. Concrètement, on mesure la puissance  $N$  du bruit dans une bande de 1 Hz et les dBc sont définis par le rapport à la puissance de la porteuse  $P_0$  (figure 1.13(b)).  $\mathcal{L}(f)$  est généralement exprimé en dBc/Hz (c: carrier); ce qui signifie "dB sous la porteuse dans une bande de 1 Hz".

### 1.4.2.3 Bruit de fréquence d'un laser

La pureté spectrale d'une source laser peut aussi s'exprimer en fonction des fluctuations de sa fréquence d'émission  $\Delta\nu(t)$  autour de sa fréquence centrale  $\nu_0$ .

A partir de l'équation (1.36), nous pouvons lier ce bruit de fréquence  $\Delta\nu(t)$  à la fréquence instantanée du signal  $\nu(t)$  :

$$\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} [2\pi\nu_0 t + \phi(t)] = \nu_0 + \underbrace{\frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(t)}{dt}}_{\Delta\nu(t)} \quad (1.45)$$

La DSP de ce bruit de fréquence  $S_\nu(f)$ , exprimée en  $Hz^2/Hz$ , peut donc être utilisée, comme précédemment, pour représenter les fluctuations de fréquence  $\Delta\nu(t)$  de la porteuse optique.  $S_\nu(f)$  est intimement liée à  $S_\phi(f)$  puisque les deux termes sont reliés via l'équation :

$$S_\nu(f) = f^2 S_\phi(f) \quad (1.46)$$

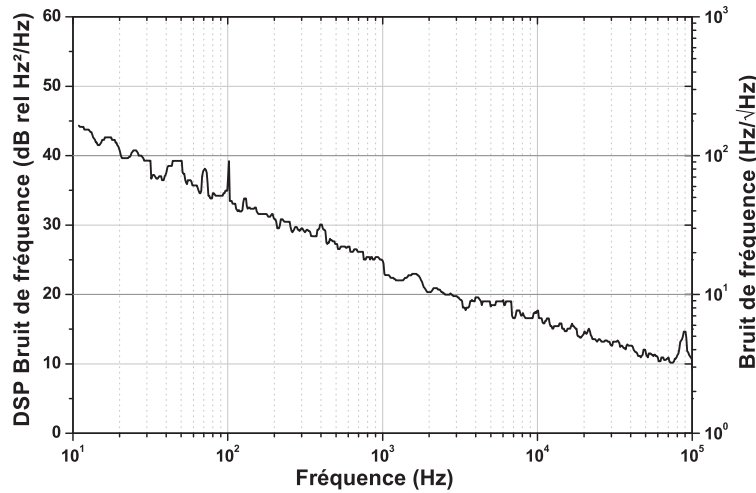


FIGURE 1.15 – Exemple de bruit de fréquence d'un laser.

Pour éviter toute confusion sur l'utilisation du terme bruit de phase, la DSP du bruit de fréquence sera préférentiellement utilisée pour caractériser la pureté spectrale de nos sources lasers. Un exemple de DSP de bruit de fréquence d'un laser à fibre DFB (Distributed Feedback) est illustré sur la figure 1.15. Sur cette figure, la DSP du bruit de fréquence est exprimée en dB relatif à des  $\text{Hz}^2/\text{Hz}$ . La valeur numérique du bruit de fréquence correspondant, en échelle linéaire, est sur l'axe de droite des ordonnées.

La représentation spectrale du bruit de fréquence permet de discriminer les fluctuations de fréquences pour une fréquence donnée. Par exemple, la DSP du bruit de fréquence est d'environ 23 dB rel  $\text{Hz}^2/\text{Hz}$  à 1 kHz de la porteuse<sup>5</sup> ; ce qui correspond à un bruit de fréquence d'approximativement  $14 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}} (= 10^{\frac{23}{20}})$

#### 1.4.2.4 Relation entre la DSP du bruit de fréquence d'un laser et sa largeur spectrale

La DSP du bruit de fréquence d'un laser  $S_v(f)$  est une source d'information très importante pour la caractérisation d'un laser. De façon générale, elle peut s'exprimer sous la forme :

$$S_v(f) = \dots + \frac{h_{-2}}{f^2} + \frac{h_{-1}}{f} + h_0 + h_1 f + \dots \quad (1.47)$$

Très souvent, seulement le terme  $h_0$  qui représente la contribution du bruit blanc, est considéré. Cependant, le terme  $\frac{h_{-1}}{f}$ , qui représente le bruit en  $1/f$  du laser, ne peut pas être négligé dans le cas des lasers à fibre [53, 54].

Dans cette partie, nous allons seulement rappeler les étapes importantes. Pour plus de renseignement, le lecteur est invité à consulter en particulier la référence [55], dans laquelle on peut trouver une description très détaillée des étapes théoriques permettant de relier dans le domaine spectral la DSP du bruit de fréquence d'un laser à sa largeur spectrale.

5. Rappelons qu'un bruit de fréquence  $A$  en dB rel  $\text{Hz}^2/\text{Hz}$  est relié à son bruit  $a$  en  $\text{Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$  via l'équation suivante :  $A = 20 \cdot \log_{10}(a)$

En considérant la DSP du bruit de fréquence  $S_v(f)$  (nous considérons seulement un côté du spectre) d'un laser de champ  $E(t) = E_0 \cdot e^{i(2\pi \cdot \nu_0 \cdot t + \phi(t))}$ , nous pouvons calculer la fonction d'autocorrélation  $C_E(\tau)$  :

$$C_E(\tau) = E_0^2 \cdot e^{i2\pi\nu_0\tau} \cdot e^{-2 \int_0^{+\infty} S_v(f) \frac{\sin^2(\pi f\tau)}{f^2} df} d\tau \quad (1.48)$$

où  $\delta\nu = \nu - \nu_0$  est la dérive de fréquence du laser autour de sa valeur moyenne  $\nu_0$ .

D'après l'équation de Wiener-Khintchine (voir Annexe C), la largeur de raie est donnée par la transformée de Fourier de sa fonction d'autocorrélation

$$S_E(\nu) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i2\pi\nu\tau} C_E(\tau) d\tau \quad (1.49)$$

### Cas d'un bruit blanc

Cette formule générale ne peut pas être intégrée de façon analytique sauf pour le cas d'un bruit blanc  $S_v(f) = h_0$  (avec  $h_0$  donnée en  $\text{Hz}^2/\text{Hz}$ ).

L'équation (1.49) devient :

$$S_E(\nu) = E_0^2 \frac{h_0}{(\nu - \nu_0)^2 + (\pi \cdot h_0 / 2)^2} \quad (1.50)$$

Ce qui donne une largeur de raie Lorentzienne avec une largeur FWHM =  $\pi \cdot h_0$

### Cas d'un bruit en 1/f

Si la DSP du bruit de fréquence présente exclusivement un bruit en  $1/f$  :

$$S_v(f) = \frac{h_{-1}}{f} \quad (1.51)$$

L'équation (1.48) devient :

$$C_E(\tau) = E_0^2 \cdot e^{i2\pi\nu_0\tau} \cdot e^{-2 \int_0^{+\infty} h_{-1} \cdot \frac{\sin^2(\pi f \cdot \tau)}{f^3} df} d\tau \quad (1.52)$$

La raie laser est alors une Gaussienne:

$$S_E(\nu) = E_0^2 \frac{\sqrt{\pi}}{\sigma} e^{-(\nu_0 - \nu)^2 / \sigma^2} \quad (1.53)$$

où la variance  $\sigma^2$  est reliée au coefficient de bruit de flicker  $h_{-1}$  par la relation :

$$\sigma^2 = 3,56 h_{-1} \quad (1.54)$$

Une approximation de la largeur FWHM est donnée par :

$$FWHM = \sqrt{8 \cdot \ln(2)} \cdot A \quad (1.55)$$

avec A donnée par l'équation :

$$A = \int_0^{f_c} S_v(f) df \quad (1.56)$$

### Cas général

Dans le cas général, la DSP du bruit de fréquence d'un laser (figure 1.16) peut être représentée sous la forme :

$$S_v(f) = h_0 + \frac{h_{-1}}{f} \quad (1.57)$$

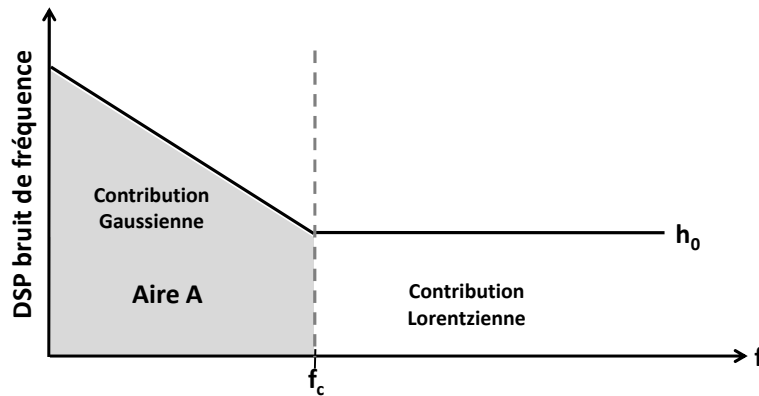


FIGURE 1.16 – Spectre typique de la DSP du bruit de fréquence d'un laser.

*Nous notons la présence d'une composante de bruit en 1/f pour les basses fréquences qui devient blanche dans les hautes fréquences.*

Nous sommes donc en présence d'un bruit blanc et d'un bruit en 1/f. La raie laser n'est ni une Lorentzienne, ni une Gaussienne mais le produit de convolution d'une Lorentzienne par une Gaussienne, fonction dite de Voigt :

$$K(X, Y) = \frac{Y}{\pi} \int \frac{e^{-t^2} dt}{(X-t)^2 + Y^2} \quad (1.58)$$

$$X = (\omega - \omega_0) / \sigma \quad , \quad Y = \Gamma / \sigma \quad , \quad t = \sigma\tau / 2 + iX + Y$$

A partir de la DSP du bruit de fréquence du laser, nous pouvons déduire séparément les valeurs des contributions Gaussienne et Lorentzienne de bruit via les équations données précédemment.

## 1.5 Bancs de mesure de bruit des laser ATOS

Dans cette partie, nous allons présenter les différents bancs de caractérisation de bruit spécialement mis en place pour le projet ATOS. La réalisation de ces bancs a été primordiale pour ces travaux de recherche ainsi que pour la thèse de Yohann LÉGUILLON car elle permettait de valider, d'une part, la mise en série des lasers DFB en série pour application hydrophone [56] et, d'autre part, de mesurer les performances en terme de bruit et de cohérence les cavités Brillouin [57] utilisées dans le cadre du projet ATOS.

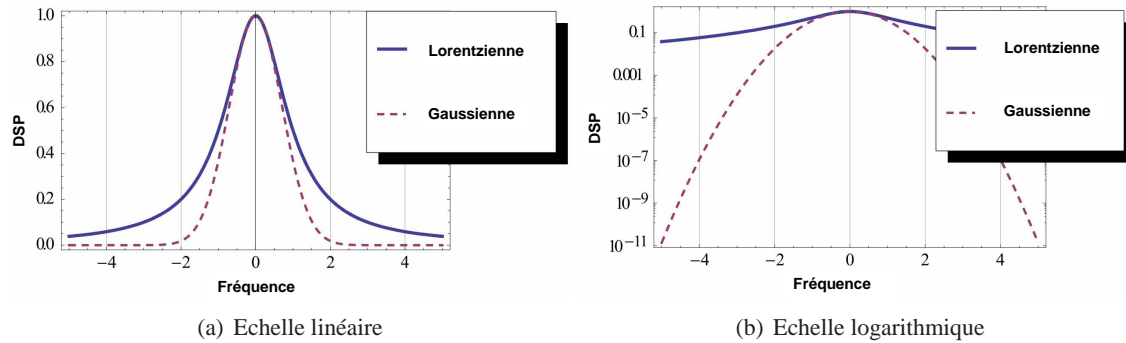


FIGURE 1.17 – Comparaison Lorentzienne/Gaussienne.

La particularité du projet ATOS réside dans l'étude du bruit de ces lasers dans les basses fréquences. Bien que les techniques de mesure du bruit d'un laser soient relativement bien connues, le challenge réside dans le fait de les adapter dans la bande de fréquence acoustique [20 Hz - 20 kHz] car la plupart des bancs de mesure sont plutôt adaptés pour les télécoms c'est à dire dans la bande de fréquence [1 MHz - 10 GHz].

### 1.5.1 Mesure du bruit d'intensité d'un laser

Le principe de la mesure du bruit d'intensité, ainsi que les protocoles de mesure et l'extraction du RIN seront présentés dans cette partie.

#### 1.5.1.1 Principe de mesure du bruit d'intensité

La méthode de mesure classique du bruit d'intensité consiste à mesurer les variations du bruit d'intensité en fonction de la fréquence. Nous allons donc utiliser un analyseur de spectre électrique (ESA, Electrical Spectrum Analyzer) afin d'obtenir la densité spectrale de puissance (DSP, Power Spectral Density) du signal électrique au niveau de la détection.

#### 1.5.1.2 Acquisition des mesures

Le banc de mesure du bruit d'intensité utilisé pour caractériser les lasers Brillouin durant les travaux de thèse est schématisé sur la figure 1.18.

Le système de détection est composé :

- d'une photodiode avec une bande passante de DC - 1 GHz,
- d'un amplificateur transimpédance avec une bande passante variable en fonction du gain mais ne dépassant pas 200 MHz,
- et d'un module "DC-Block," spécialement mis au point au laboratoire pour avoir une fréquence de coupure très basse, pour supprimer la composante continue du signal électrique afin d'éviter d'endommager l'ESA.

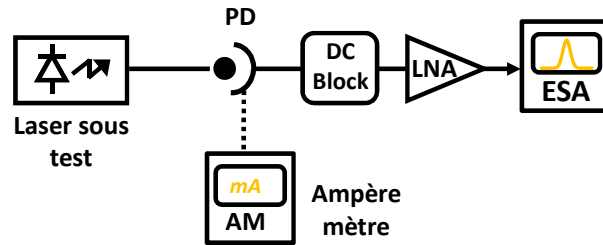


FIGURE 1.18 – Banc de mesure de bruit d’intensité.

*PD : Photodétecteur; LNA : Amplificateur bas bruit; ESA : Analyseur de spectre électrique.*

La mesure consiste en une acquisition de la DSP  $N_{ESA}$  sur l’ESA. Cette mesure contient non seulement la DSP du bruit d’intensité de la source optique mais aussi deux autres processus aléatoires indépendants rapportés lors de la conversion du signal optique en signal électrique, notamment la DSP du bruit thermique et le bruit en excès de la chaîne de détection  $N_{floor}$  et la DSP du bruit de grenaille  $N_{sn}$ . Aucun de ces bruits n’étant corrélé, la DSP total détectée  $N_{ESA}$  est composée d’une contribution linéaire des ces trois termes :

$$N_{ESA} = N_{floor} + N_{sn} + N_{RIN} \quad (1.59)$$

### 1.5.1.3 Protocole de mesure

Comme seule la composante  $N_{RIN}$  apporte une information sur le bruit d’intensité, il faut éliminer les contributions parasites des deux autres composantes de l’équation (1.59). Pour cela nous allons adopter ce protocole de mesure :

- une première acquisition est réalisée sans envoyer de flux optique sur la photodiode. La mesure ainsi obtenue correspond à  $N_{floor}$ ;
- la même étape est répétée mais cette fois en éclairant la photodiode avec la source optique qu’on veut mesurer. Le photocourant résultant  $i$  est aussi prélevé pour pouvoir estimer le bruit de grenaille ramené par le système de détection;
- finalement, la contribution ramenée par  $N_{sn}$  pour un photocourant de  $i$  est estimée en utilisant une source de référence.

### 1.5.1.4 Mesure du bruit “plancher” du banc

#### Le bruit “plancher”

Le premier terme de l’équation (1.59) représente la DSP du bruit de fond de notre banc qu’on appellera bruit “plancher”. Ce bruit se décompose en :

- bruit thermique <sup>6</sup>  $N_{th}$  donnée par l'équation :

$$N_{th} = 4.k_B.T.B \quad (1.60)$$

où  $k_B = 1,3806.10^{-23}$  J/K représente la constante de BOLZTMANN,  $T$  la température en Kelvin et  $B$  la bande passante de détection;

- bruit en excès (bruit en  $1/f$ , flicker noise) lié aux composants électroniques (photodiode, amplificateurs, ESA) utilisés pour la mesure de la DSP du bruit. Ce bruit est la conséquence de la contribution de plusieurs processus aléatoires [58] : fluctuations du nombre de porteurs [59], fluctuations de la mobilité des porteurs [60] et est dû à la présence d'impuretés et de défauts de la structure lors de la fabrication des composants électroniques. Donc ce bruit dépend grandement de la qualité de la fabrication et de la technologie employée. Dans le cas des semi-conducteurs, ce bruit peut devenir gênant pour des fréquences inférieures à quelques kHz.

### Mesure du bruit “plancher” du banc

Le bruit “plancher” est indépendant du flux optique. Il est donc détecté en l'absence de signal optique reçu sur le détecteur. De plus, nous pouvons considérer que  $N_{floor}$  reste identique une fois la photodiode éclairée car il ne dépend que des différents appareils, notamment pré-amplificateur et amplificateur présents le long de la chaîne de détection. Le terme  $N_{floor}$  s'élimine donc très facilement de l'équation (1.59) par une simple soustraction.

Notons cependant que ce terme est très important car il détermine la sensibilité du banc de mesure. En effet, le signal électrique total mesuré est la somme du bruit thermique et de bruits dont les origines sont liées au flux lumineux. Si ces derniers ont des contributions trop faibles, elles seront masquées par le bruit thermique. Il est ainsi préférable d'avoir la valeur la plus faible possible de  $N_{floor}$ .

La courbe 1.19 représente la DSP du bruit plancher de notre banc de mesure. Nous constatons plusieurs zones distinctes dont :

- un niveau de bruit important avec une décroissance rapide dans les basses fréquences. Cette contribution est principalement celle du bruit en  $1/f$  de toute la chaîne de détection;
- la présence d'une succession de pics associés au bruit de l'analyseur de spectre électrique entre 10 kHz et 100 kHz;
- entre 100 kHz et environ 20 MHz seule la contribution de l'ESA au bruit thermique est visible;
- au delà d'une vingtaine de MHz, nous constatons une remontée du bruit thermique dont la contribution est celle de l'amplificateur transimpédance. Celui-ci a un gain variable dont

---

6. Tous les électrons se déplacent dans des directions aléatoires. Le déplacement moyen de l'ensemble des électrons est donc nul. Néanmoins localement, il existe un déplacement. La valeur moyenne du courant associé est nulle, par contre la valeur du courant local ne l'est pas : c'est le courant d'obscurité. A la fin de la chaîne de détection, il se traduit en bruit thermique. Plus la température est élevée et plus les électrons sont agités : le bruit thermique augmente.

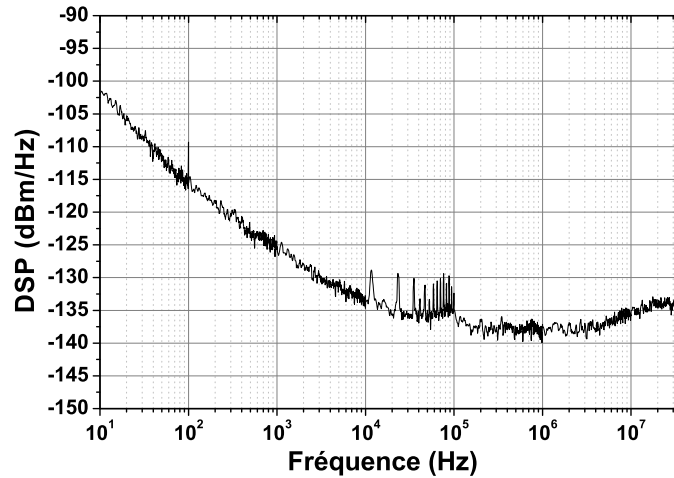


FIGURE 1.19 – Bruit thermique de la chaîne de détection.

le calibre fait varier la bande passante. Plus le gain est important, plus petite est la bande-passante. Pour le calibre présenté sur la figure 1.19 (correspondant à un gain de 40 dB), la bande-passante spécifiée par le constructeur est de 14 MHz, d'où la remonté du bruit pour les fréquences plus hautes.

### 1.5.1.5 Estimation du bruit de grenaille grâce à une source de référence

Contrairement au bruit “plancher”, le bruit de grenaille<sup>7</sup>, associé à la création aléatoire de charges électriques constituant le photo-courant, varie avec le photo-courant généré au niveau de la détection et donc est fonction de la puissance optique incidente. La DSP de ce bruit  $N_{sn}$  aux bornes du détecteur est définie par [61] :

$$N_{sn} = 2q \cdot R \langle i \rangle \quad (1.61)$$

où  $q$  est la charge électronique égale à  $1,602 \cdot 10^{-19}$  Coulomb,  $R$  la résistance de charge du détecteur, et  $\langle i \rangle$  le photo-courant moyen.

### Estimation du bruit de grenaille grâce à une source de référence

Le bruit de grenaille étant dépendant du photocourant, il est donc très compliqué de calculer et de soustraire directement la contribution de  $N_{sn}$ , comme dans le cas de  $N_{th}$  à la valeur mesurée de  $N_{ESA}$ .

7. La génération de paires électron-trou au niveau d'une photodiode éclairée est un processus totalement aléatoire. En effet, un rayonnement monochromatique correspond à une arrivée aléatoire de photons sur le détecteur. Le caractère aléatoire de l'arrivée de ces photons s'accompagne naturellement d'une fluctuation de la puissance reçue donnant naissance au bruit de grenaille.



Pour les systèmes particulièrement bruités, la contribution du bruit de grenaille peut être considérée comme négligeable rendant la mesure de la densité spectrale de puissance totale égale à la DSP du bruit d'intensité du laser. Comme des mesures très précises du bruit d'intensité des cavités lasers sont essentielles pour le projet ATOS, d'autres techniques plus performantes sont requises.

La détection équilibrée<sup>8</sup> est une technique couramment utilisée permettant de réduire le bruit de détection par différentiations [62,63]. Cependant, cette technique de mesure requiert un équilibrage des signaux envoyés sur les deux photodiodes; ce qui n'est pas forcément évident à réaliser sans réglages électroniques.

Une autre technique implique l'utilisation d'une source de référence [64, 65], présentant un RIN négligeable devant le bruit de grenaille, pour estimer la contribution du bruit de grenaille à un photocourant donné. Cette méthode assure la mesure du bruit de grenaille indépendamment du bruit d'intensité et garantit donc une mesure fiable.

Les lasers solides sont souvent utilisés comme lasers de référence pour l'étude des lasers à semi-conducteurs car, au delà de leurs fréquences de relaxation, leurs bruits d'intensité diminuent au point de devenir négligeable pour des fréquences élevées (généralement plusieurs GHz). D'ailleurs pour les travaux antérieurs réalisés au laboratoire Foton au cours des deux thèses de Julien POËTTE [66] et de Jean-François HAYAU [67] deux lasers ont été pris comme référence pour l'estimation du bruit de grenaille notamment :

- un laser solide Lightwave dans la bande de fréquence 10 MHz - 10 GHz accordable autour de 1319 nm;
- un laser Dicos dans la bande de fréquence 100 kHz - 10 MHz.

Pour le projet ATOS le but est d'aller étudier le bruit des lasers autour de la bande de fréquence acoustique. Autrement dit, ces sources de références ne sont pas adaptées pour les mesures basses fréquences. La source de référence utilisée pour la bande de fréquence [DC-10 MHz] est une source blanche ANDO LIGHT SOURCE AQ-4303B émettant entre 400 et 1800 nm.

### Source blanche comme source de référence

La DSP du photocourant produit par un détecteur éclairé par une source thermique non polarisée observée à l'ESA s'exprime [68], en introduisant la fonction de transfert de la chaîne de détection  $H(f)$ :

$$S_i(f) = |H(f)|^2 \left( 2qRi + \frac{Ri^2}{\Delta\nu} \right) \quad (1.62)$$

où  $i$  est le photocourant moyen produit par le détecteur,  $q$  la charge électronique,  $R$  la résistance de charge du détecteur et  $\Delta\nu$  la largeur spectrale de la source.

---

8. Si un même champ optique est envoyé simultanément sur deux détecteurs, les variations de courant dues au bruit d'intensité seront les mêmes tandis que les bruits de grenaille seront différents. La somme de deux photocourants est ainsi équivalente au photocourant vu par d'une diode ayant reçu la totalité du flux optique mais leur différence permet d'annuler le seul paramètre commun aux deux signaux : les variations dues au bruit d'intensité. Les courants moyens se soustrayant aussi, il ne reste plus que la contribution du bruit de grenaille, les bruits respectifs provenant des deux diodes étant décorrélés.

Le premier terme correspond au bruit de grenaille, le second au bruit d'intensité de la source. Remarquons que, pour un photocourant faible et une source de spectre assez large, le bruit d'intensité de la source peut être négligé devant le bruit de grenaille.

Afin de s'assurer que la DSP mesurée sur une source prise en référence corresponde seulement au bruit de grenaille, il suffit de vérifier la linéarité de cette densité en fonction du photocourant. L'expression (1.62) montre effectivement que la contribution du RIN de la source varie de façon non-linéaire avec le photocourant alors que la contribution du bruit de grenaille seul varie de façon linéaire avec le photocourant. La présence de ce dernier rend donc la DSP de bruit détectée non-linéaire si la contribution du bruit d'intensité n'est pas négligeable devant le bruit de grenaille.

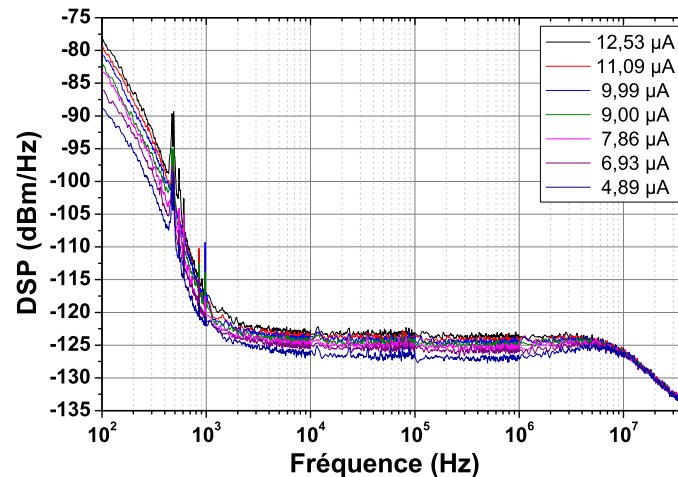


FIGURE 1.20 – DSP mesuré pour différentes valeurs de photocourants.

L'évolution de la DSP (après avoir retranché le bruit "plancher") en fonction du photocourant de cette source est présentée sur figure 1.20. Comme on pouvait le prédire à partir de l'équation (1.61), plus le photocourant est élevé, plus grande sera la valeur de la DSP mesurée.

En normalisant cette valeur par son photocourant correspondant (figure 1.21), nous pouvons constater que toutes les courbes se confondent dans la gamme de fréquences allant de 2 kHz à 2 MHz bien que les photocourants soient différents. En d'autres termes, nous mesurons toujours exclusivement que le terme ramené par le bruit de grenaille. Donc nous pouvons considérer que le RIN de cette source est négligeable dans cette bande de fréquence. Cette source peut donc être utilisée comme source de référence dans la bande de fréquence [2 kHz - 2 MHz]

Définissons le terme restant comme la DSP de bruit de grenaille normalisée par le photocourant :

$$N_{norm} = |H(f)|^2 2qR \quad (1.63)$$

Celle-ci nous permet de connaître la contribution du bruit de grenaille quelque soit la puissance optique arrivant sur le détecteur, donc quelque soit le photocourant généré. En effet, quelque soit

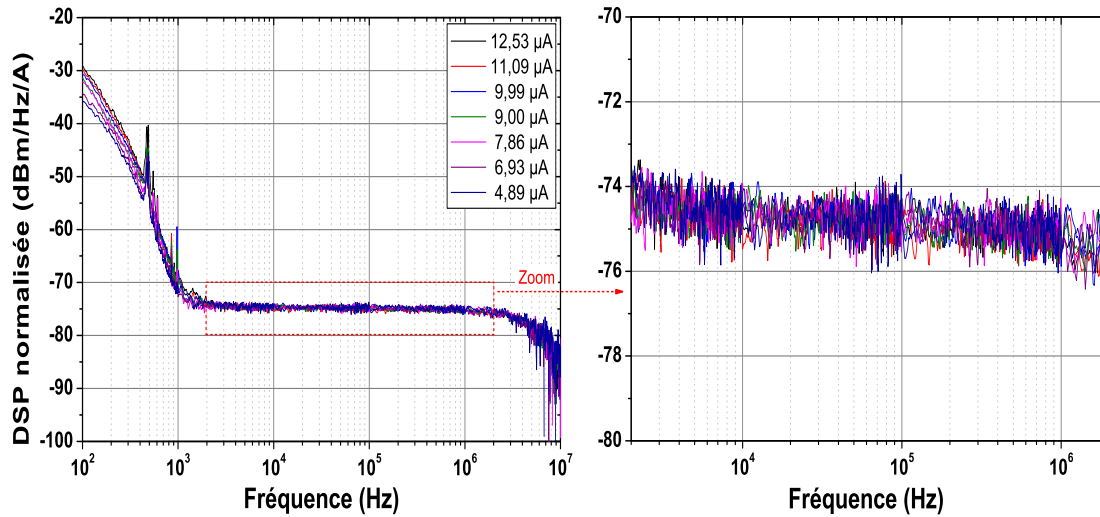


FIGURE 1.21 – DSP normalisée par le photocourant.

*En divisant la DSP normalisée par le photocourant correspondant (figure 1.21), nous pouvons constater que toutes les courbes se confondent dans la gamme de fréquences allant de 2 kHz à 2 MHz. Cette source peut donc être considérée comme source de référence.*

la source de lumière étudiée, pour un photocourant moyen  $i$  généré, la DSP du bruit de grenaille correspondante sera égale à  $N_{norm} \times i$ .

### 1.5.1.6 Mesure du RIN d'un laser

Le bruit d'intensité représente le “signal” que nous devons mesurer. En effet, c'est exclusivement ce terme qui va nous apporter des informations sur les fluctuations de l'intensité en sortie du laser.

#### Détermination pratique du RIN d'un laser

Rappelons que, pour des raisons pratiques, les fluctuations de l'intensité en sortie d'un laser ne sont pas exprimées en DSP mais plutôt en RIN. Ainsi, à partir des valeurs expérimentales de  $N_{RIN}$  obtenues avec le banc de mesure, un post-traitement est nécessaire pour déterminer le RIN d'un laser.

A partir des équations (1.41) et (1.42), la DSP associée au bruit d'intensité d'un laser s'exprime, en tenant compte des modifications apportées par la fonction de transfert  $H(f)$  :

$$N_{RIN} = |H(f)|^2 R i^2 10^{\frac{RIN}{10}} \quad (1.64)$$

La DSP  $N_{ESA}$  affichée par l'ESA lorsque la photodiode est éclairée par le laser sous test s'exprime finalement comme la somme du bruit “plancher”, du bruit de grenaille et du bruit d'intensité du laser :

$$N_{ESA} = N_{floor} + |H(f)|^2 \left( 2qRi + Ri^2 10^{\frac{RIN}{10}} \right) \quad (1.65)$$

La mesure du photocourant moyen  $i$  nous permet de connaître la contribution du bruit de grenaille grâce à la DSP normalisée, égale à la DSP que nous définirons DSP de référence :

$$N_{ref} = iN_{norm} = |H(f)|^2 2qRi \quad (1.66)$$

En retranchant le bruit “plancher”  $N_{floor}$  mesurée simplement au préalable sans envoyer de signal optique à l’équation (1.65), nous obtenons :

$$N_{laser} = |H(f)|^2 \left( 2qRi + Ri^2 10^{\frac{RIN}{10}} \right) \quad (1.67)$$

La fonction de transfert  $H(f)$ , que l’on ne connaît pas, s’élimine alors simplement en effectuant le rapport des équations (1.66) et (1.67). Nous pouvons donc, à partir des mesures expérimentales déterminer la valeur du RIN d’un laser en fonction de la fréquence :

$$RIN = 10 \log_{10} \left[ \frac{2q}{i} \left( \frac{N_{laser}}{N_{ref}} - 1 \right) \right] \quad (1.68)$$

L’ESA fournissant directement les DSP en échelle logarithmique, en utilisant la DSP normalisée  $N_{norm}$ , le RIN se déduit finalement de l’expression suivante :

$$RIN = 10 \log_{10} \left( \frac{2q}{i} \right) + 10 \log_{10} \left( 10^{\frac{N_{laser}[dB] - (N_{norm}[dB] + 10 \log_{10}(i))}{10}} - 1 \right) \quad (1.69)$$

## 1.5.2 Technique de mesure classique de largeur de raie

La mesure directe par un analyseur de spectre optique et l’utilisation d’un interféromètre de Fabry-Perot restent les méthodes les plus simples pour mesurer la largeur de raie d’un laser; encore faut-il que ce dernier ait une largeur spectrale plus grande que la résolution des appareils :  $\approx 1$  MHz pour le Fabry-Perot et quelques GHz pour un analyseur de spectre optique (OSA, Optical Spectrum Analyzer) “classique”.

Une autre technique de mesure consiste à ramener la raie laser à mesurer à des fréquences “électroniques” (quelques GHz) soit par battement optique avec un autre laser de référence (Mesure Hétérodyne) ou avec lui-même mais retardé (Mesure Homodyne ou Self-Heterodyne).

### 1.5.2.1 Méthode hétérodyne

Comme schématisé sur la figure 1.22, cette méthode utilise deux lasers différents, le laser sous test dont les fluctuations de fréquence sont comparées à celles d’un laser de référence. Ce dernier, en général un laser accordable, est appelé oscillateur local (LO, Local Oscillator) car il présente de meilleures performances en pureté spectrale que le laser sous test. La fréquence centrale de LO doit être placée tout près de la fréquence optique du laser à mesurer de sorte que la fréquence de battement entre ces deux lasers tombe dans la bande passante d’une détection typique électrique; d’où l’intérêt d’avoir un laser accordable en longueur d’onde très fin spectralement comme LO.

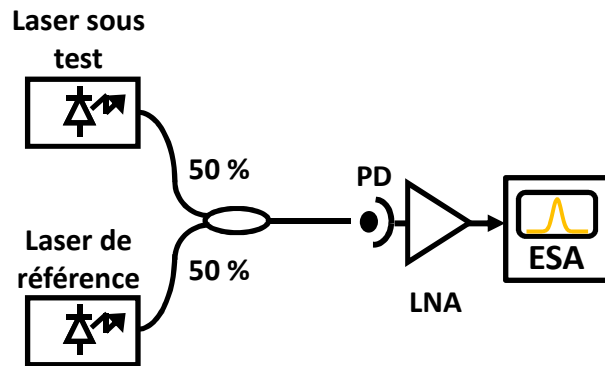


FIGURE 1.22 – Banc de mesure de la largeur de raie utilisant une méthode hétérodyne.  
 PD : Photodétecteur; LNA : Amplificateur bas bruit; ESA : Analyseur de spectre électrique.

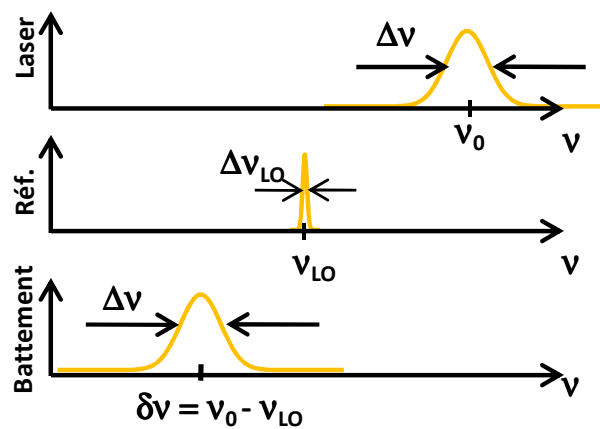


FIGURE 1.23 – Battement hétérodyne de deux lasers.  
 $\nu_0$  : Fréquence optique du laser sous test;  $\nu_{LO}$  : Fréquence optique du laser référence;  $\delta\nu$  : Fréquence de battement.

Le résultat du mélange des deux lasers, représenté sur le schéma 1.23, est analysé sur une photodiode en utilisant un analyseur de spectre électrique. Le champ total  $E_T(t)$  “vu” par le détecteur est la somme des deux champs des lasers sous test ( $E_0$ ) et référence ( $E_{LO}(t)$ ):

$$E_T(t) = E_0(t) + E_{LO}(t) \quad (1.70)$$

La puissance optique résultante du battement devient :

$$P_T(t) = P_0(t) + P_{LO}(t) + 2\sqrt{P_0(t)P_{LO}(t)} \cos [2\pi\delta\nu t + \Delta\phi(t)] \quad (1.71)$$

où  $\delta\nu = \nu_0 - \nu_{LO}$  et  $\Delta\phi(t) = \phi_0(t) - \phi_{LO}(t)$  avec  $P_i$  est la puissance optique du champ  $i$ ,  $\nu_i$  sa fréquence optique,  $\phi_i$  les fluctuations de sa phase.

Le terme d’interférence est celui qui nous intéresse. Il est important de noter que la fréquence de chacun des deux champs a disparu dans l’équation (1.71). Seule subsiste leur différence  $\delta\nu$  d’où l’avantage d’utiliser la méthode hétérodyne pour décaler l’information spectrale des fréquences optiques aux fréquences qui peuvent être mesurées par l’électronique. Le signal résultant est une fonction sinusoïdale dans le domaine RF, dont le bruit de phase électrique est dû à la contribution des bruits de phase des deux lasers. Si la largeur spectrale du laser de référence est bien plus fine que celle du laser sous test, nous pouvons faire l’approximation suivante :  $\Delta\phi(t) = \phi_0(t)$  (pour nos mesures, nous avons fixé comme critère  $\frac{\Delta\nu_0}{\Delta\nu_{LO}} \geq 10$ ). La mesure de ce signal de battement effectuée en utilisant un analyseur de spectre électrique donne donc la largeur de raie du laser sous test.

L’intérêt de cette détection hétérodyne est la possibilité de caractériser des sources émettant très peu de puissance optique (quelques  $\mu\text{W}$ ). De plus, cette méthode a aussi l’avantage de nous renseigner non seulement sur la largeur spectrale d’un laser mais aussi sur le spectre de sa puissance optique. Cette méthode est donc la seule qui permette de caractériser des spectres de largeurs de raies non-symétriques et elle offre une grande résolution spectrale.

Par contre, cette méthode requiert d’avoir des lasers très stables. Dans le cas contraire, la gigue relative des deux sources viendra s’ajouter à la mesure de la largeur spectrale du laser sous test. Si la stabilité relative des deux lasers est insuffisante, il pourra être nécessaire de réaliser un verrouillage du laser de référence sur le laser sous test rendant ainsi le système relativement complexe. Citons tout de même les lasers produits par Oewave<sup>TM</sup><sup>9</sup> (lasers à semi-conducteurs contre-réactionnés par des microsphères) qui peuvent être utilisés comme LO car ils sont très stables.

### 1.5.2.2 Méthode auto-hétérodyne décorrélée

Une autre technique classiquement utilisée consiste à comparer le laser à lui-même, en prenant soin de décorréler le signal mesuré du signal de référence en induisant un retard très supérieur au temps de cohérence du laser (technique auto-homodyne). Dans cette configuration, nous n’avons plus besoin de nous soucier de la gigue relative entre deux lasers puisque les deux signaux sont issus de la même source (et donc auront la même gigue).

9. <http://www.oewaves.com/>

Pour créer une copie retardée du même signal, un interféromètre peut être utilisé. Dans notre cas, nous avons fait le choix d'un interféromètre de Mach-Zehnder (MZI) déséquilibré. Un des deux bras de l'interféromètre comprend un retard optique ramené par l'addition d'une longueur de fibre de délai  $L_d$  permettant l'obtention d'un certain déphasage entre les deux ondes se propageant dans les deux bras. A cette valeur correspond un temps de retard  $\tau_d$ , qui fait référence au retard temporel créé par l'addition de  $L_d$ , qui est aussi souvent utilisé dans les équations.

En reprenant le formalisme utilisé dans le paragraphe précédent, on retrouve :

$$P_T(t) = P_1(t) + P_2(t) + 2\sqrt{P_1(t)P_2(t)} \cos [2\pi\nu_0\tau_d + \Delta\phi(t, \tau_d)] \quad (1.72)$$

où  $P_1(t)$  et  $P_2(t)$  sont les puissances en sortie de chacun des deux bras de l'interféromètre,  $\nu_0$  la fréquence du champ optique d'entrée et  $\Delta\phi(t, \tau_d) = \phi(t + \tau_d) - \phi(t)$  la différence de phase entre les deux ondes. En utilisant un analyseur de spectre électrique pour faire cette mesure, celle-ci se situe à 0 Hz, contrairement au cas précédent où le signal de battement se trouvait à la fréquence de battement.

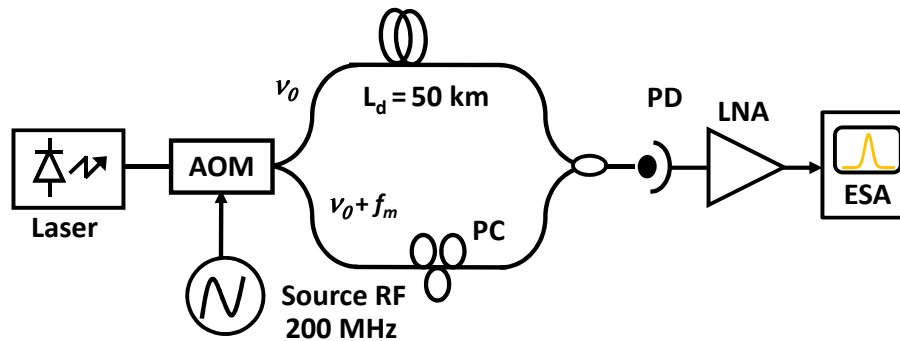


FIGURE 1.24 – Banc de mesure de la largeur de raie utilisant une méthode auto-hétérodyne décorrélée. AOM : Modulateur Acousto-optique; PC : Contrôleur de Polarisation;  $L_d$  : Longueur de fibre de délai; PD : Photodétecteur; LNA : Amplificateur bas bruit; ESA : Analyseur de spectre électrique.

La mesure de ce signal dans les basses fréquences (à partir de 0 Hz) pose problème car, à cette fréquence, le bruit en  $1/f$  dans la chaîne de mesure se rajoute au signal. Une variante plus commode est d'utiliser une technique auto-hétérodyne décorrélée [69] en utilisant le banc de mesure donnée sur la figure 1.24. Il s'agit d'une amélioration de la technique auto-homodyne par le rajout d'un modulateur acousto-optique, piloté par un signal RF de une fréquence  $f_m$ , afin de décaler la fréquence centrale dans les hautes fréquences.

L'équation (1.72) devient donc :

$$P_T(t) = P_1(t) + P_2(t) + 2\sqrt{P_1(t)P_2(t)} \cos [2\pi(\nu_0 + f_m)\tau_d + 2\pi f_m t + \Delta\phi(t, \tau_d)] \quad (1.73)$$

A partir de cette équation nous pouvons remonter à la DSP de ce signal en suivant les étapes décrites dans les communications [55, 70]. Il est essentiel que les deux signaux issus des deux bras

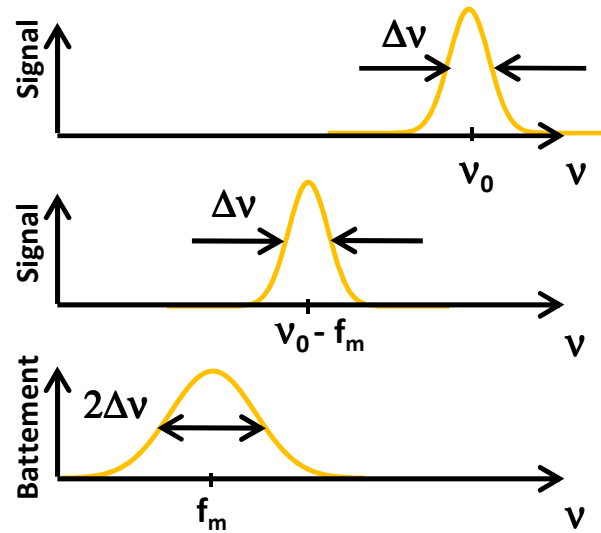


FIGURE 1.25 – Battement auto-hétérodyne.

$\nu_0$  : Fréquence optique du laser sous test;  $f_m$  : Fréquence de modulation de l'AOM;  $\Delta\nu$  : largeur de raie du laser.

soient statistiquement indépendants afin d'avoir accès à l'expression de la largeur de raie du laser. Dans ce cas précis, les deux champs en sortie du Mach-Zehnder interfèrent comme s'il provenaient de deux lasers indépendants émettant à la même fréquence  $\nu_0$ . Le battement est indépendant de la phase de chaque champ et la DSP mesurée à l'ESA affiche le battement élargi de la largeur de raie laser (figure 1.25). Comme le spectre mesuré représente la convolution du spectre optique de la source avec lui-même, la largeur du spectre affichée sur l'ESA aura une largeur deux fois celle de la largeur de raie du laser sous test.

La longueur de fibre de délai  $L_d$  utilisée est essentielle car c'est elle qui détermine le retard optique  $\tau_d$  accumulé entre les deux bras de l'interféromètre.

Pour que les deux signaux soit largement décorrélés, la condition suivante entre  $\tau_d$  et la largeur de raie  $\Delta\nu$  du laser doit être respectée :

$$\tau_d \gg \frac{1}{\Delta\nu} \quad (1.74)$$

Si ces deux valeurs sont proches, il faut prendre en compte un facteur "correcteur" donné dans la référence [71].

Rappelons que  $\tau_d$  est relié à  $L_d$  via cette équation :

$$\tau_d = \frac{n \cdot L_d}{c} \quad (1.75)$$

En combinant les équations (1.74) et (1.75), il est possible de prédire la longueur de fibre nécessaire afin de mesurer une largeur de raie quelconque en utilisant l'expression :

$$L_d \geq \frac{c}{n} \cdot \frac{1}{\Delta\nu} \quad (1.76)$$



A titre d'exemple, nous trouvons que toute largeur de raie inférieure à 4 kHz ne pourra être mesurée si une longueur de déséquilibre  $L_d$  de 50 km est utilisée.

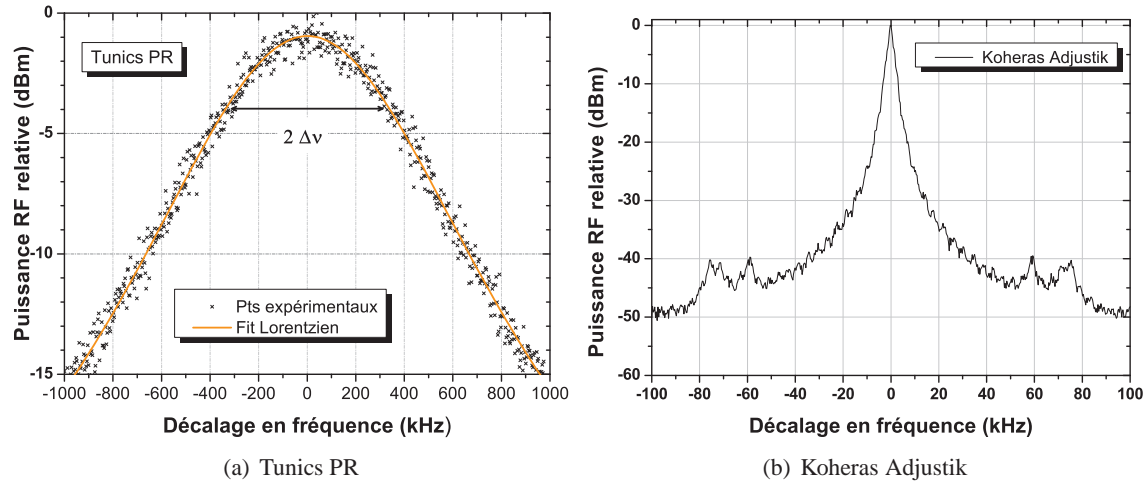


FIGURE 1.26 – Exemples de DSP relatives à la largeur spectrale d'un laser mesurées dans le cas où les deux signaux sont (a) décorrélés (b) toujours statistiquement dépendants.

Pour illustrer ce point, nous avons procédé à la mesure de la largeur spectrale de deux lasers, un laser accordable Tunics PR (Tunics) ayant une largeur spectrale annoncée de quelques centaines de kHz (figure 1.26(a)) et un laser à fibre Koheras Adjustik (figure 1.26(b)) avec une largeur de raie prédite aux alentours d'1 kHz par le constructeur. Nous retrouvons donc une largeur de raie à mi-hauteur (à 3 dB) de  $\approx 250$  kHz pour le laser Tunics à partir de la courbe 1.26(a).

Cependant, il est plus compliqué de statuer sur la largeur de raie du laser Koheras Adjustik. La mesure à mi hauteur (donc à 3 dB dans ce cas précis) de la courbe nous donne la valeur de la résolution du balayage effectué avec l'ESA. De plus, la forme oscillatoire du spectre sur la figure 1.26(b) est typique d'une mesure non-décorrélée [70]. Nous ne pouvons donc pas prédire la valeur exacte de la largeur de raie de ce laser mais seulement affirmer que sa largeur est en dessous de 4 kHz, soit la largeur minimale mesurable avec les 50 km de fibre utilisée.

Il existe une autre définition qui consiste à mesurer la largeur à 1 % du signal auto-hétérodyne mesuré à l'ESA. Bien qu'on trouve mention de l'utilisation de cette méthode pour la mesure de lasers très cohérents [54, 72], elle n'est correcte que si le signal auto-hétérodyne a un pur profil Lorentzien car la mesure de la largeur spectrale se fait à -20 dB (contrairement au 3 dB habituel). Cependant, ce n'est pas toujours le cas pour tous les lasers, plus particulièrement les lasers à fibre qui ont généralement un bruit en  $1/f$  assez conséquent (et donc un profil de Voigt plutôt qu'un profil Lorentzien). Ainsi, la partie basse (les ailes) du spectre auto-hétérodyne a plus un profil Gaussien que Lorentzien et l'exploitation de cette mesure induit une erreur dans le calcul de la largeur de raie du laser.

### 1.5.3 Mesure du bruit de fréquence du laser

La mesure du bruit de fréquence (phase) d'un laser est plus compliquée que la mesure du bruit d'intensité car l'évolution de fréquence doit être comparée à une référence.

Il existe deux méthodes principales pour mesurer le bruit de fréquence d'un laser. La méthode la plus simple (à première vue) implique l'ajout d'un étage optique supplémentaire composé d'un discriminateur de fréquence optique en amont du banc de mesure de bruit d'intensité, décrit dans la partie 1.5.1, afin de convertir le bruit de fréquence du laser en bruit d'intensité. La mesure devient analogue à une mesure de RIN et l'information sur le bruit de fréquence est obtenue via une opération additionnelle. L'intérêt de cette méthode réside dans sa simplicité vu que le banc de mesure du RIN d'un laser a déjà été monté.

La deuxième méthode de mesure est une technique dite "méthode auto-hétérodyne corrélée." C'est une mesure analogue à une mesure de largeur de raie par méthode auto-hétérodynage à l'exception que la mesure se fait en mode cohérent. Pour le projet, les deux méthodes ont été développées et testées avec des résultats tout à fait comparables obtenus en utilisant les deux bancs de mesure.

#### 1.5.3.1 Mesure du bruit de fréquence avec un discriminateur de fréquence

Un interféromètre de Michelson (MI), avec une longueur de déséquilibre entre les deux bras, est souvent utilisé pour la transformation des variations de fréquences en variations d'amplitude [62, 73, 74].

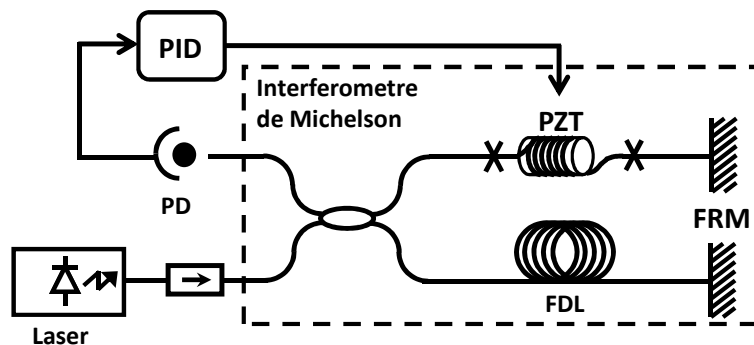


FIGURE 1.27 – Banc de mesure de bruit de fréquence avec un interféromètre de Michelson.  
 FRM : miroir rotateur de Faraday; PID : Régulateur Proportionnel Intégrateur Dérivateur; FDL : Ligne à retard de longueur  $L_d$ ; PD : Photodétecteur; PZT : Céramique piézo-électrique.

Pour notre banc de mesure de bruit de fréquence, illustré sur la figure 1.27, nous avons utilisé un interféromètre de Michelson tout-fibré. L'intérêt d'utiliser une version fibrée au détriment d'un interféromètre en espace libre réside sur le fait de ne pas devoir réaligner à chaque fois les miroirs du MI avant chaque utilisation.

Une longueur de fibre est introduite sur un des deux bras de l'interféromètre afin de créer un déséquilibre de longueur  $L_d$  (et un retard temporel  $\tau_d$ ) entre les deux bras du MI. Notons que  $\tau_d$  est

relié à  $L_d$ , l'indice de réfraction du milieu  $n$  et la vitesse de la lumière dans le vide  $c$  via l'équation suivante :

$$\tau_d = \frac{2.n.L_d}{c} \quad (1.77)$$

De plus, les cavités lasers utilisées dans ATOS sont principalement des lasers à fibre. Ces types de lasers sont réputés pour avoir des largeurs spectrales très fines (typiquement de l'ordre de quelques dizaines de kHz) et donc de très grandes longueur de cohérence. Les déséquilibres  $\tau_d$  à atteindre dans ces cas sont de l'ordre de 0,4 à 0,5  $\mu\text{s}$  ce qui correspond à une distance en espace libre de 45 à 60 m. Pour des raisons pratiques de place ou d'alignement des miroirs par exemple, il est impossible de réaliser un tel interféromètre en espace libre.

La fibre étant très sensible au bruit technique (vibrations acoustique, variations de pression, température etc...), sa longueur varie dans le temps, ce qui rend instable le point de fonctionnement. Une boucle d'asservissement, constituée d'une partie de la fibre enroulée autour d'une céramique piézo-électrique (PZT) contrôlée par un régulateur PID (Proportionnel Intégrateur Dérivateur), a été mise en œuvre sur un autre bras afin de compenser ces variations de longueur. L'asservissement se fait à très basse fréquence ( $< 10$  Hz) afin de ne compenser que les variations dues au bruit technique et non les variations de fréquences du laser que l'on veut mesurer. Notons aussi que nous avons utilisé des miroirs rotateurs de Faraday afin de ne pas être gêné par la polarisation; ce qui simplifie le montage car on n'a plus besoin de contrôleur de polarisation.

Pour le projet ATOS, le cahier des charges impose des mesures de bruit en basse fréquence. Un analyseur de spectre électrique (Agilent N9020A MXA Signal Analyzer) avec une option DC-40 MHz, qui permet de faire des mesures basses fréquences dans le domaine temporel (mode I-Q), a été préféré au détriment des analyseurs classiques type Rohde & Schwarz FSU 26 ou FSUP8. L'utilisation de ce dispositif de détection nous permet de réaliser des mesures de bruit de fréquence entre 10 Hz et quelques kHz

## Principe de fonctionnement

Si on considère que  $i_0$  est le photocourant moyen, le photocourant  $i$  mesuré en sortie de l'interféromètre peut être représenté par l'équation suivante :

$$i(t) = i_0 \left\{ 1 + \cos [\phi(t, \tau_d)] \right\} \quad (1.78)$$

$\phi(t, \tau_d)$  est le terme de phase. Il s'exprime :

$$\phi(t, \tau_d) = 2\pi\nu_0\tau_d + \Delta\phi(t, \tau_d) \quad (1.79)$$

où  $\nu_0$  est la fréquence optique du laser,  $\tau_d$  le déséquilibre temporel entre les deux bras du Michelson et  $\Delta\phi(t, \tau_d) = \phi(t + \tau_d) - \phi(t)$  la différence de phase des champs issus de chaque bras du Michelson.

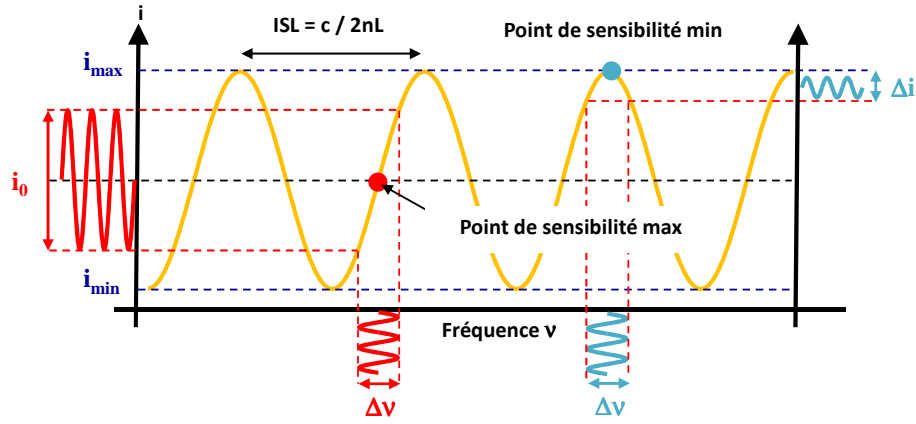


FIGURE 1.28 – Réponse en intensité en sortie du MI à une variation de fréquence d'un laser. Afin d'avoir le maximum de dynamique de conversion en sortie de MI, il est préférable de se placer à 50 % de la valeur maximale (rouge) plutôt que de se placer au point de sensibilité minimum (bleu).

Généralement, nous nous intéressons à l'évolution du photocourant  $i$  en sortie du Michelson en fonction du déséquilibre  $L_d$ . Dans notre cas, ce déséquilibre est fixe et nous souhaitons tracer  $i$  en fonction de la fréquence optique instantanée  $\nu(t)$ .

Rappelons l'expression de la fréquence instantanée  $\nu(t)$  d'un oscillateur (ici le laser) définie par l'équation (1.45) :

$$\nu(t) = \nu_0 + \underbrace{\frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(t)}{dt}}_{\Delta\nu(t)} \quad (1.80)$$

Elle est la somme de sa fréquence moyenne  $\nu_0$  et d'un terme aléatoire  $\Delta\nu(t)$  qui constitue le bruit de fréquence du laser que l'on souhaite mesurer.

Or, dans le cas présent, le déséquilibre de l'interféromètre  $\tau_d$  est très petit devant le temps de cohérence  $\tau_c$  du laser étudié. On considère  $\tau_d$  quasi nul ce qui permet de faire un développement de Taylor, dont on se limitera au premier ordre, du terme  $\phi(t + \tau_d)$  dans  $\Delta\phi(t, \tau_d)$ , ce qui donne :

$$\begin{aligned} \Delta\phi(t, \tau_d) &= \phi(t) + \tau_d \cdot \frac{d\phi(t)}{dt} - \phi(t) \\ &= \tau_d \cdot 2\pi\Delta\nu(t) \end{aligned} \quad (1.81)$$

Quand l'interféromètre est maintenu en quadrature et que  $\Delta\phi(t, \tau_d)$  est petit, l'expression du photocourant devient :

$$i(t) = i_0 \{1 + \Delta\phi(t, \tau_d)\} \quad (1.82)$$

Finalement, on a :

$$i(t) = i_0 \{1 + 2\pi\tau_d\Delta\nu(t)\} \quad (1.83)$$

Comme la fonction de transfert est sinusoïdale, une fluctuation de la fréquence optique du laser va entraîner une variation de l'intensité en sortie de l'interféromètre représentée sur la figure 1.28. Il est préférable de se placer dans la partie la "plus pentue" (50 % de la valeur maximale) afin d'avoir la plus grande dynamique de conversion possible.

Le photocourant créé est envoyé vers un analyseur de spectre électrique qui délivre sa DSP notée  $S_i$ . Celle-ci est directement liée au spectre de bruit de fréquence  $S_v$  par la relation [55]:

$$S_i(f) = \underbrace{(2\pi\tau_d i_0)^2 \cdot \frac{\sin^2(\pi f \tau_d)}{f^2}}_{C_f} \cdot S_v(f) \quad (1.84)$$

sinc est la fonction sinus cardinal définie par  $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$ .

$$S_i(f) = C_f \cdot S_v(f) \quad (1.85)$$

$$C_f = 4\pi^2 \tau_d^2 i_0^2 \text{sinc}^2(2\pi f \tau_d) \quad (1.86)$$

Grâce à l'étage optique que constitue l'interféromètre de Michelson, il est donc possible de convertir le bruit de fréquence en bruit d'intensité et ainsi de remonter au spectre de bruit de fréquence  $S_v$  par la relation :

$$S_v(f) = \frac{S_i(f)}{[2\pi\tau_d i_0 \text{sinc}(\pi f \tau_d)]^2} = \frac{f^2}{4i_0^2 \sin^2(\pi f \tau_d)} S_i(f) \quad (1.87)$$

Remarquons qu'il apparaît dans cette équation  $S_i(f)/i_0^2$  ce qui correspond à une mesure de RIN en sortie de l'interféromètre. Posons donc  $RIN_{MI} = S_i(f)/i_0^2$ . Nous avons alors :

$$S_v(f) = \frac{RIN_{MI}}{[2\pi\tau_d \text{sinc}(\pi f \tau_d)]^2} = \frac{f^2}{4 \sin^2(\pi f \tau_d)} RIN_{MI} \quad (1.88)$$

Quand l'angle  $\pi f \tau_d$  est petit, l'approximation  $\sin^2(\pi f \tau_d) \approx (\pi f \tau_d)^2$  peut être utilisée. Dans ce cas  $f^2$  disparaît et  $S_v(f)$  est directement représenté par le RIN mesuré en sortie du Michelson :

$$S_v(f) = \frac{RIN_{MI}}{4(\pi\tau_d)^2} \quad (1.89)$$

Il est évident que la mesure en sortie du Michelson  $RIN_{MI}$  comprend aussi la contribution du RIN du laser. Pour que cette mesure soit correcte, il faut donc que cette dernière soit négligeable devant la contribution du RIN due au bruit de fréquence.

### Choix du temps de délai

Le retard  $\tau_d$  induit entre les deux bras du MI est essentiel car il détermine 2 paramètres, notamment :

- le facteur de conversion;
- la bande passante de la mesure.

La sensibilité de la mesure est déterminée par la longueur de fibre de délai entre les deux bras. Plus la longueur  $L_d$  sera grande ( $\tau_d$  grand), plus la valeur de  $S_i$  mesurée sera élevée.

Pour le projet ATOS, le cahier des charges nous impose deux conditions :

- l'utilisation des lasers à fibre, qui sont réputés pour avoir des largeurs spectrales très fines (typiquement de l'ordre de quelques dizaines de kHz). Ils ont donc un bruit de phase très faible;
- des mesures de bruit dans la bande de fréquence acoustique, typiquement dans la bande 10 Hz à 20 kHz.

### Détermination du retard $\tau_d$

Le temps de retard  $\tau_d$  peut être calculé analytiquement en connaissant la différence de longueur exacte  $L_d$  entre les deux bras de l'interféromètre. En effet,  $\tau_d$  est relié à  $L_d$ , l'indice de réfraction du milieu  $n$  et la vitesse de la lumière dans le vide  $c$  via l'équation suivante :

$$\tau_d = \frac{2.n.L_d}{c} \quad (1.90)$$

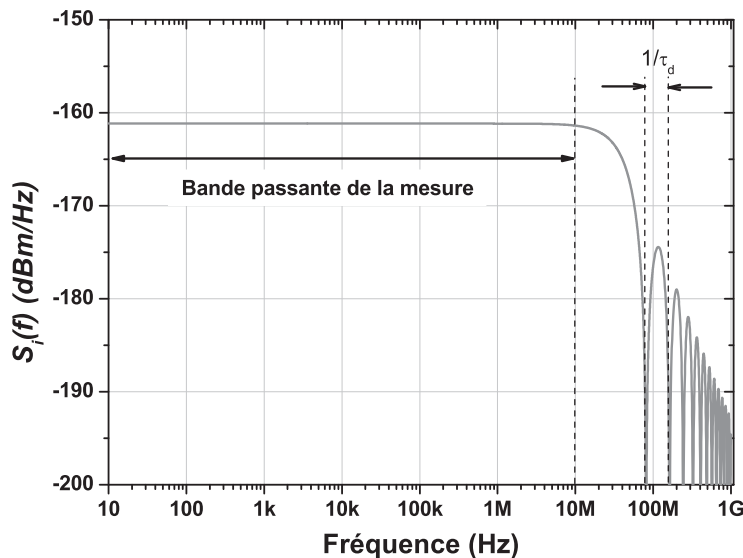


FIGURE 1.29 – Détermination de la valeur de  $\tau_d$  et de la bande passante de la mesure.

Dans la pratique, il est très difficile de mesurer avec précision la longueur  $L_d$ . Cependant, sa valeur peut être déterminée en utilisant le spectre de la DSP  $S_i(f)$  mesurée à l'ESA. En se référant à l'équation (1.85), les minima de la réponse de  $S_i(f)$  correspondent aux minima de la fonction  $\text{sinc}^2(\pi f \tau_d)$ . En mesurant la différence de fréquence entre deux minima, on arrive à remonter à la valeur de  $\tau_d$  comme illustré sur la figure 1.29.

### Bande passante de la mesure

La mesure de  $S_i$  obtenue à l'ASE donne accès à la DSP du bruit de fréquence du laser modulé par un sinus cardinal carré et une fonction de transfert  $C_f$ . La fonction de transfert est une fonction linéaire et donc, peut être directement retranchée de la mesure. Par contre, pour soustraire

la contribution du terme en sinus cardinal carré de  $S_i$ , il faut appliquer une fonction de transfert inverse.

Une autre méthode consiste à ne prendre en considération que la partie de la courbe où  $\text{sinc}^2(\pi f \tau_d) \approx (\pi f \tau_d)^2$ . On introduit alors la notion d'une "bande passante"  $BP_{mi}$  de la mesure de  $S_v$  où on définit une zone de validité de la mesure.

$$BP_{mi} \leq \frac{c}{2.n.L_d} = \frac{1}{\tau_d} \quad (1.91)$$

Notons que cette bande passante est inversement proportionnelle à  $L_d$  comme indiqué dans l'équation (1.91). Ainsi, l'utilisation d'une grande longueur de fibre de délai diminue la bande passante de mesure. Par exemple une  $L_d$  de 40 m va nous donner une bande passante de 2,5 MHz.

### 1.5.3.2 Méthode auto-hétérodyne corrélée

Bien que simple et pas cher à mettre en œuvre, l'utilisation du banc de mesure de fréquence requiert que l'interféromètre soit en quadrature. Cela peut paraître très simple en théorie mais en pratique l'interféromètre doit être très bien isolé du bruit ambiant et nécessite impérativement l'usage d'un régulateur PID pour qu'on puisse avoir des mesures fiables.

Un autre banc, utilisant une méthode dite auto-hétérodyne corrélée [75], a donc été réalisé pour la mesure de bruit de fréquence. Cette seconde approche nécessite un matériel beaucoup plus conséquent, mais qui était à disposition au laboratoire. Par contre, l'intérêt c'est que nous n'avons plus besoin de régulateur PID car l'analyse se fait directement sur la phase et non sur l'intensité du signal.

#### Banc de mesure

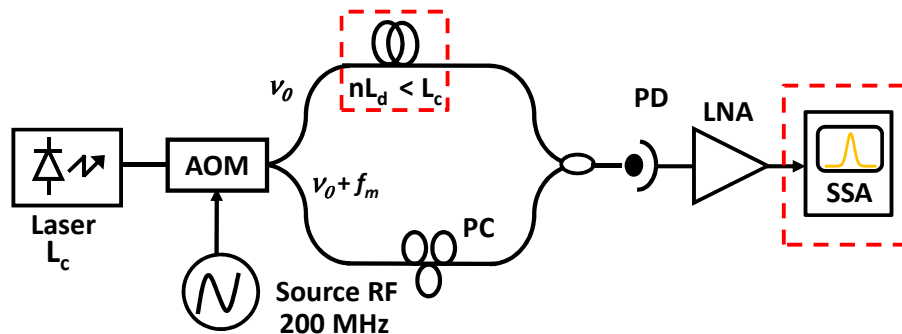


FIGURE 1.30 – Banc de mesure de bruit de fréquence par méthode auto-hétérodyne corrélée.  
 AOM : modulateur acousto-optique; SSA : analyseur de bruit de phase; PC : contrôleur de polarisation;  
 $L_c$  : longueur de cohérence du laser;  $L_d$  : longueur de la fibre de délai.

Le même banc présenté précédemment pour mesurer la largeur de raie d'un laser dans la partie 1.5.2.2 peut être utilisé pour la mesure du bruit de fréquence d'un laser, mais à deux exceptions près.

La première différence est l'utilisation d'une ligne à retard, cette fois, moins longue que la longueur de cohérence du laser qu'on veut caractériser. Ainsi, les deux signaux qui se combinent ne sont plus statistiquement indépendants. Le système fonctionne en mode cohérent et c'est une détection des fluctuations de fréquence du laser qui est réalisée.

Un modulateur acousto-optique, piloté par un signal sinusoïdal issu d'un générateur de fréquence bas bruit, est utilisé pour créer une copie décalée à  $f_m = 200$  MHz du signal d'entrée dans l'un des deux bras de l'interféromètre. Le contrôleur de polarisation sert à aligner la polarisation des champs de chacun des bras du Mach-Zehnder afin de maximiser le contraste des interférences.

La deuxième différence implique l'utilisation d'un analyseur de bruit de phase (SSA, Signal Source Analyzer), à la place d'un analyseur de spectre électrique, pour cette fois mesurer le bruit de phase du signal de battement RF.

### Principe de fonctionnement

En sortie de l'interféromètre, le photocourant  $i$  mesuré après détection a été défini par l'équation:

$$i(t) = i_0 \left\{ 1 + \cos [2\pi(\nu_0 + f_m)\tau_d + 2\pi f_m t + \Delta\phi(t, \tau_d)] \right\} \quad (1.92)$$

Notons que l'équation (1.92) ne contient aucun terme relatif au bruit de phase ramené par le générateur qui pilote l'AOM car généralement le bruit de phase d'un laser est largement supérieur à celui du générateur de fréquence.

Or,

$$\Delta\phi(t, \tau_d) = 2\pi\tau_d \cdot \Delta\nu(t) \quad (1.93)$$

Donc l'équation (1.92) devient :

$$i(t) = i_0 \left\{ 1 + \cos [2\pi(\nu_0 + f_m)\tau_d + 2\pi f_m t + \underbrace{2\pi\tau_d \Delta\nu(t)}_{C'_f}] \right\} \quad (1.94)$$

$$C'_f = 2\pi\tau_d \quad (1.95)$$

Comme précédemment, nous voyons que l'interféromètre rajoute une fonction de transfert  $C'_f$ , équivalente à un "gain", à la mesure du bruit de fréquence  $\Delta\nu(t)$ . Donc, la ligne à retard joue encore une fois un rôle prépondérant car la valeur de ce "gain" est proportionnelle au retard  $\tau_d$  induit entre les deux bras de l'interféromètre.

Un analyseur de bruit de phase (R&S RSUP 8) est utilisé pour relever le bruit de phase de ce signal. Cet appareil produit un signal pur de fréquence  $f_m$  qui sera utilisé comme référence pour la comparaison avec le signal de battement mesuré par la photodiode, qui est un signal modulé en phase autour de la fréquence  $f_m$ . Nous avons directement accès à la DSP du bruit de phase  $S_{\Delta\phi}(f)$  pour cette porteuse  $f_m$  à 200 MHz.

Le spectre de bruit de fréquence  $S_\nu(f)$  est donné par :



$$S_v(f) = \frac{S_{\Delta\phi}(f)}{(C_f')^2} = \left( \frac{c}{2\pi \cdot n \cdot L_d} \right)^2 S_{\Delta\phi}(f) \quad (1.96)$$

### 1.5.3.3 Validation des deux bancs

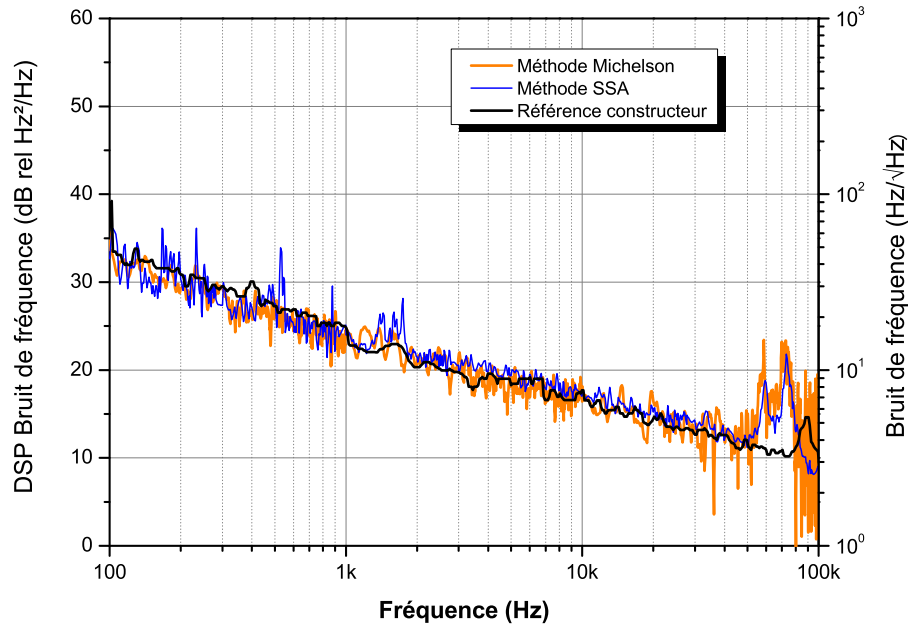


FIGURE 1.31 – DSP de bruit de fréquence du laser Koheras Adjustik mesurée avec les deux méthodes. *Méthode Michelson : méthode avec discriminateur de fréquence et Méthode SSA : méthode auto-hétérodyne corrélée.*

Des mesures de bruit de fréquence ont été réalisées sur un laser à fibre DFB Koheras AdjustiK (NKT Photonics) afin de valider les deux méthodes de mesure que nous avons mises en œuvre. La comparaison du bruit de fréquence du DFB Koheras, à une puissance d'émission laser de 5 mW, entre les données du constructeur et nos mesures est reportée sur la figure 1.31. Les résultats sont tout à fait comparables, ce qui valide les deux méthodes.

## 1.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu que le laser pouvait être perçu comme un oscillateur émettant sur une bande spectrale réduite autour d'une fréquence optique. Comme tout signal émis par un oscillateur, ce dernier est accompagné de bruit, ayant pour origines diverses sources, qui non seulement module l'intensité de l'onde émise par le laser mais fait aussi fluctuer sa phase créant ainsi un élargissement de sa fréquence d'émission connu sous le nom de largeur de raie.

La connaissance et la mesure de ces bruits est primordiale car ils limitent les performances d'un système. Afin de prédire l'impact de ces bruits sur les applications visées par le projet ATOS,

plusieurs bancs permettant la caractérisation du bruit des lasers utilisés dans ATOS ont été spécialement mis en place durant ces travaux de recherche. La particularité de ces bancs est qu'ils permettent l'étude du bruit de ces lasers dans les basses fréquences. Bien que les techniques de mesure du bruit d'un laser sont relativement bien connues, le réel défi était de pouvoir les adapter dans la bande de fréquence acoustique [20 Hz - 20 kHz].

Notons que ce travail relève plus du domaine de la métrologie car généralement dans le domaine des télécommunications le bruit des lasers est souvent mesurée dans la bande de fréquence [1 MHz - 20 GHz]. Mais l'implémentation de ces bancs était essentielle pour la suite car ils seront utilisés tout le long de ces travaux de thèse pour l'étude de la cohérence et des propriétés de bruit des cavités laser Brillouin conçues pour le projet ATOS.

Ces lasers, comme leur nom l'indique, n'utilisent pas l'émission stimulée comme mécanisme d'amplification mais un effet non-linéaire dans les fibres optiques. La génération de l'effet Brillouin dans une fibre standard silice requiert une pompe très intense et/ou une très grande longueur de fibre. Comme nous voulons un laser compact et bas seuil, la fibre silice n'est pas forcément le candidat idéal pour ces cavités lasers motivant ainsi la recherche d'une fibre "spéciale" pour le projet ATOS. Les deux chapitres suivants vont servir, d'une part, à expliquer le choix de la fibre "spéciale" que nous avons utilisée et, d'autre part, à expliquer ce phénomène non-linéaire et à le caractériser dans ces fibres.



## Chapitre 2

# Les fibres optiques microstructurées en verre de chalcogénure

Les fibres optiques couramment utilisées de nos jours sont principalement faites de silice. Ces fibres présentent certains avantages :

- faible atténuation du signal. Pour la silice l'atténuation est la plus faible autour de 1550 nm qui définit une fenêtre de transmission télécoms;
- bande passante très étendue. Pour une longueur d'onde comprise entre 0,8  $\mu\text{m}$  et 1,7  $\mu\text{m}$  (pour le visible, les fibres plastiques sont préférées; pour l'infra-rouge au dessus de 2  $\mu\text{m}$ , des verres spéciaux de type chalcogénure peuvent être une solution dans la gamme 1-20  $\mu\text{m}$ );
- l'aspect filaire qui fait que les fibres ne sont pas encombrants et ont une très bonne dissipation thermique; la surface d'échange étant très importante);
- légèreté;
- capacité de multiplexage;
- insensibilité aux ondes électromagnétique;
- robustesse.

Toutes ces qualités facilitent leur utilisation à grande échelle pour des applications diverses, allant des télécommunications optiques jusqu'au domaine des capteurs. Comme les fibres en silice classiques, type SMF-28 de chez CORNING, sont optimisées pour le monde de la télécommunication optique, elles ne sont pas idéales pour la génération d'effets non-linéaires, qui sont très pénalisants pour la transmission de données optiques sur de grandes distances.

Le but de ce travail de thèse est d'exploiter un effet non-linéaire, la diffusion Brillouin, dans les fibres optiques pour afin de réaliser un laser. Ainsi, il semble plus judicieux d'utiliser une fibre dans laquelle on pourrait potentiellement créer des effets non-linéaires plus importants que dans une fibre silice classique. Les fibres microstructurées<sup>1</sup> (MOFs, Microstructured Optical Fiber) en verre de chalcogénure ont été choisies dans le cadre du projet ATOS. Ces fibres sont connues pour être très fortement non-linéaires. La microstructure assure aussi un meilleur confinement de la lumière

---

1. fibres optiques microstructurées : couronnes à trous et à cœur suspendu

dans le cœur, ce qui permet d'exacerber les effets non-linéaires dans la fibre du fait que les effets sont proportionnels à l'intensité, soit au rapport de la puissance par la surface éclairée.

Dans ce chapitre, nous allons présenter les fibres microstructurées en verre de chalcogénure utilisées durant ce travail de thèse. Ces fibres sont particulières, de par leurs structures, leurs compositions et leurs propriétés optiques que nous détaillerons. Un état de l'art sur les différents effets non-linéaires obtenus dans ces fibres est présenté.

## 2.1 Comment augmenter les effets non-linéaires dans une fibre optique?

Généralement, une fibre optique est un milieu de propagation linéaire. Cependant, si l'intensité  $I$  de l'onde optique incidente est très intense, l'indice de réfraction  $n$  de la fibre devient alors :

$$n(\omega) = n_0 + n_2.I \quad (2.1)$$

où  $n_0$  et  $n_2$  sont respectivement les indices de réfraction linéaire et non-linéaire de la fibre.

$n_2$  est généralement donné en  $m^2/W$ . Pour comparer la potentialité de deux fibres comme "générateur" d'effet non-linéaire, il suffit de comparer la valeur du coefficient non-linéaire Kerr  $\gamma$  de ces fibres, donnée en  $W^{-1}.km^{-1}$ .  $\gamma$  est relié à  $n_2$  via l'équation suivante :

$$\gamma = \frac{2.\pi.n_2}{\lambda_p.A_{eff}} \quad (2.2)$$

où  $\lambda_p$  est la longueur d'onde de la pompe injectée dans la fibre et  $A_{eff}$  l'aire effective de la fibre.

Lorsqu'on cherche à réaliser des dispositifs à base de fibres optiques non-linéaires, augmenter l'efficacité non-linéaire permet de diminuer la puissance optique ou la longueur d'interaction nécessaire ou bien les deux à la fois, rendant les dispositifs plus facilement intégrables et moins onéreux. Nous voyons, d'après l'équation (2.2), que la non-linéarité d'une fibre peut être augmentée en :

- utilisant une fibre avec une très petite aire effective. En effet, l'aire effective d'une fibre peut être considérablement réduite en incluant une microstructure dans le cœur de la fibre. Rappelons qu'une fibre microstructurée est composée d'un cœur solide et une gaine constituée de plusieurs trous d'air. Ceci conduit à une valeur d'indice effectif plus faible dans la gaine que dans le cœur. Ces fibres, grâce à la très grande liberté dans leurs structures (différents tailles, formes, disposition et périodicités des trous), peuvent avoir des diamètres de cœur proches de la longueur d'onde de travail; ce qui permet de mieux confiner la lumière dans le cœur de la fibre diminuant ainsi l'aire effective  $A_{eff}$  de la fibre. L'utilisation de ces fibres permet d'accroître le coefficient non-linéaire d'une fibre silice jusqu'à un facteur 40 [76].
- choisissant une fibre faite d'un matériau ayant un indice de réfraction non-linéaire  $n_2$  très élevé. Parmi les verres utilisés pour le fibrage des fibres, nous pouvons citer entre autres les verres en oxyde de Bismuth et les verres de chalcogénures (AsSe, GeAsSe, AsS) qui ont un  $n_2$  entre 12 et 500 fois plus élevé que celui d'une fibre silice classique [77–79].

## 2.2 Fibres optiques microstructurées silice

La première approche suggérée est l'utilisation d'une fibre optique microstructurée. L'intérêt de ces fibres est la possibilité de pouvoir choisir le contraste d'indice entre le cœur et la gaine de la fibre afin d'avoir les propriétés physiques souhaitées. Par exemple, nous pouvons réduire le diamètre de cœur de ces fibres afin de réduire leur aire effective pour exalter les effets non-linéaires dans la fibre afin d'y générer du mélange quatre-onde [76] ou un supercontinuum [80].

La première fibre microstructurée a été fabriquée par KNIGHT en 1996 [81] suite aux travaux de KAISER en 1973 suggérant l'utilisation d'une fibre microstructurée silice [82] dans le but de modifier les propriétés de guidage d'une fibre. Aussi connues sous le nom de fibre à cristaux photoniques (PCF, Photonic Crystal Fiber) [83], ces MOFs sont généralement classées en deux grandes catégories selon le type de guidage de la lumière dans la fibre notamment :

- les fibres utilisant le guidage par bande interdite photonique [83]. Cette catégorie regroupe les fibres pour lesquelles l'indice du cœur est plus faible que celui de la gaine. Dans ce cas précis, la lumière est guidée sur une fenêtre spectrale dont les paramètres dépendent des dimensions de la microstructure. Les fibres à cœur creux [84] ou à cœur solide sont des exemples de MOF utilisant ce type de guidage [85].
- les fibres utilisant le principe de réflexion totale interne modifiée [81], analogue au guidage dans une fibre optique standard.

Pour ces travaux de recherche, toutes les fibres microstructurées présentées sont basées sur le principe de guidage par réflexion totale interne modifiée.

Rappelons que dans une fibre optique standard un mode optique peut être guidé si son indice effectif respecte l'équation :

$$n_g < \frac{\beta}{k} < n_c \quad (2.3)$$

où  $n_g$  et  $n_c$  sont respectivement les indices de gaine et de cœur de la fibre silice et  $\beta$  la constante de propagation. Le rapport  $\beta/k$  est connu sous le nom de indice effectif (ou indice apparent) du mode  $n_{eff}$ .

Dans le cas d'une MOF utilisant le principe de réflexion totale interne modifiée, la combinaison des couronnes de trous d'air autour du matériau joue le rôle de la gaine. Ainsi, l'indice de gaine d'une MOF,  $n_{FSM}$  (FSM, Fundamental Space-filling Mode) est une moyenne des indices des différents matériaux constituant la gaine (trous d'air + verre); ce qui fait que la différence d'indice dans une MOF est beaucoup plus élevée que dans le cas d'une fibre silice standard. Notons aussi que  $n_{FSM}$  est fonction de la longueur d'onde du mode optique se propageant dans la fibre.

Par analogie à l'équation (2.3), un mode sera guidé dans une MOF si :

$$n_{FSM} < n_{eff} < n_c \quad (2.4)$$

Nous pouvons aussi définir une ouverture numérique (NA, Numerical Aperture) pour les MOFs. Cette ouverture numérique, soit le sinus de l'angle maximum  $\theta_{max}$  qu'un faisceau lumineux doit

avoir pour être guidé dans la fibre, dépend de la différence d'indice entre le cœur et la gaine et est donnée par l'équation :

$$NA = \sin(\theta_{max}) = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (2.5)$$

Cette relation n'est plus valide dans le cas d'une fibre microstructurée car  $n_{FSM}$  ne prend pas une valeur fixe. En posant quelques hypothèses (faisceau Gaussien de largeur  $\omega_0$  avec  $A_{eff} = \pi \cdot \omega_0^2$ ), la valeur de  $\theta_{max}$  devient :

$$\theta_{max} = \tan^{-1}\left(\frac{\lambda}{\pi \cdot \omega}\right) \quad (2.6)$$

Cela correspond à une divergence naturelle du faisceau [86] :

$$NA \approx \left(1 + \frac{\pi \cdot A_{eff}}{\lambda^2}\right) \quad (2.7)$$

### 2.2.1 Technique de fabrication

La méthode dite "Stack and Draw" [87] est celle généralement utilisée pour la fabrication de fibres microstructurées. Comme le suggère le nom, il y a deux étapes dans ce processus. Tout d'abord, des tubes de silice (capillaires) sont préalablement fabriqués. Pour avoir la préforme, on empile ces capillaires de sorte à avoir une réplique à grande échelle de la microstructure souhaitée (triangulaire, hexagonale etc...). Les propriétés qu'aura la fibre vont dépendre de l'arrangement de ces capillaires. Ainsi, en faisant varier la géométrie de la préforme, on pourra imposer la valeur de la dispersion chromatique, le zéro de dispersion, le coefficient non-linéaire et l'indice effectif de la MOF.

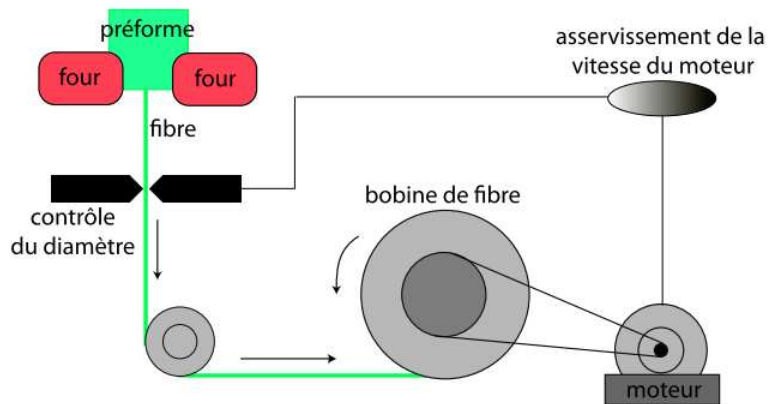


FIGURE 2.1 – Méthode d'étirage d'une fibre optique.

Ensuite, cette préforme est étirée de la même façon qu'une fibre optique standard (figure 2.1) en optimisant la vitesse d'étirage et la température afin d'avoir une bobine de fibre la plus homogène possible.

La MOF ainsi obtenue est généralement définie par ses paramètres physiques, représentés sur la figure 2.2 notamment son diamètre de cœur  $\phi_c$ , le diamètre des trous d'air  $d$  et le pitch, la distance

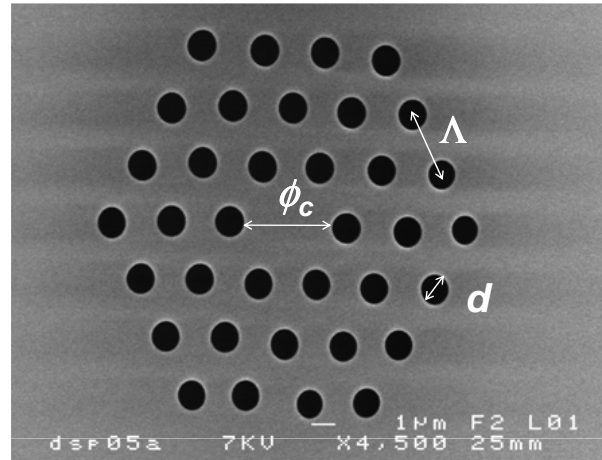


FIGURE 2.2 – Paramètres géométriques d’une fibre optique microstructurée à trois couronnes de trous.  $\phi_c$  : diamètre de cœur de la fibre;  $d$  : diamètre des trous d’air;  $\Lambda$  : distance inter-trous plus connue sous le nom de pitch.

entre deux trous d’air  $\Lambda$ . En effet, la taille des trous, leur périodicité, leur disposition et leur forme permettent une multitude de combinaisons de sorte que les fibres puissent avoir des propriétés physiques différentes adaptées à l’application voulue dans des domaines aussi vastes que la défense, le médical ou encore les télécommunications.

### 2.2.2 Nombre de modes

Rappelons que le nombre de modes pouvant potentiellement être guidés dans une fibre optique standard est lié à la fréquence réduite dont l’expression est donnée ci-dessous en fonction de l’indice de cœur  $n_c$  et de la gaine  $n_g$  par la relation suivante [88] :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot a \cdot \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (2.8)$$

où  $a$  est le rayon de cœur de la fibre et  $\lambda$  la longueur d’onde d’utilisation. Si  $V < 2,405$ , la fibre est monomode. Sinon elle est multimode.

Pour une MOF, nous ne pouvons plus utiliser cette même équation car  $n_{FSM}$  dépend de la longueur d’onde de travail. En effet, plus la longueur d’onde de travail est grande, plus le mode aura tendance à s’étaler dans la gaine [89]. Ainsi, l’équation (2.8) devient :

$$V_{eff} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot a_{eff} \cdot \sqrt{n_{eff}^2 - n_{FSM}^2} \quad (2.9)$$

On définit donc un paramètre  $V_{eff}$  pour une fibre microstructurée qui dépend maintenant du rayon du cœur effectif  $a_{eff}$  du mode optique.  $V_{eff}$  a été liée aux paramètres de la MOF par MORTENSEN [90]. Dans ces travaux, la limite entre le régime monomode et multimode est définie par  $V_{eff} = \pi$  et le nombre de modes “autorisés” dans une MOF devient fonction de  $d/\lambda$  et  $\lambda/\Lambda$ . En effet, pour des faibles valeurs de  $d/\Lambda$  ( $< 0,40$ ) la fibre est monomode quelque soit la longueur d’onde de la lumière s’y propageant comme le montre la courbe donnée par la figure 2.3 [91].



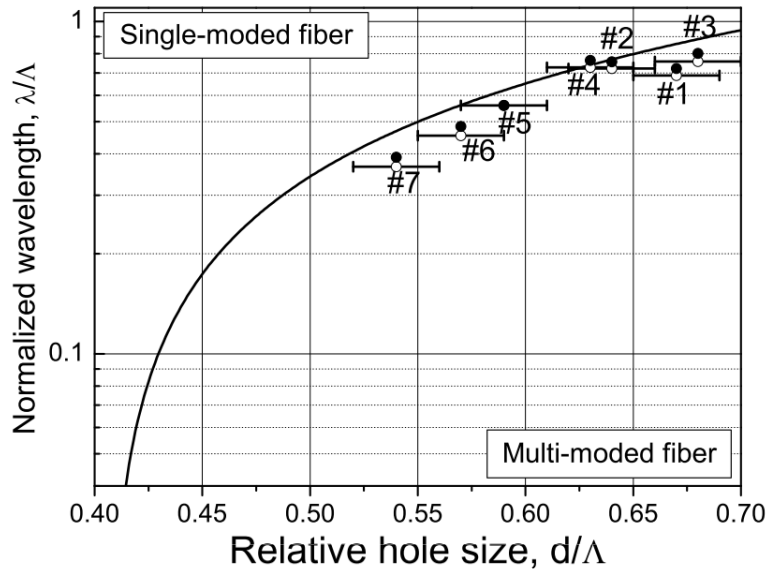


FIGURE 2.3 – Fréquence de coupure relative en fonction du rapport  $d/\Lambda$  selon FOLKENBERG.  
 Nous voyons sur la courbe que pour des valeurs de  $d/\Lambda < 0,4$  la fibre sera forcément monomode.

### 2.2.3 Pertes de transmissions et longueur effective d'une fibre

Les pertes de transmissions, fonction de la longueur d'onde dans une fibre optique, sont dues principalement à l'absorption et à la diffusion Rayleigh dans la fibre. Ce phénomène se traduit par une atténuation  $\alpha_{lin}$  (qu'on notera  $\alpha$  dans les équations pour ne pas les alourdir) donnée en  $km^{-1}$  de l'onde optique qui s'y propage. Ainsi, dans une fibre quelconque de longueur  $L$ , la puissance en sortie de la fibre  $P_{out}$  est reliée à la puissance injectée en entrée de la fibre  $P_{in}$  par :

$$P_{out} = P_{in} \cdot e^{-\alpha \cdot L} \quad (2.10)$$

Par convention, l'atténuation  $\alpha_{dB}$  dans une fibre optique est généralement donnée en  $dB/km$ .  $\alpha_{dB}$  est liée à l'atténuation linéique  $\alpha$  via l'équation :

$$\alpha = -\frac{\alpha_{dB}}{4,343} \quad (2.11)$$

Il est important de connaître cette valeur car les pertes limitent la longueur de fibre pouvant être utilisée. Dans une fibre silice classique  $\alpha_{dB}$  est aux alentours de 0,2 dB/km [92]. Cette valeur est un peu plus élevée dans les MOFs et va dépendre énormément de l'aire effective de la MOF considérée.

#### Longueur effective

Les interactions non-linéaires induites dans une fibre optique dépendent de la longueur effective  $L_{eff}$  de la fibre. Effectivement, plus la fibre est longue plus on y génère des effets non-linéaires. Cependant, due à l'atténuation  $\alpha$  dans la fibre, la puissance optique du signal qui s'y propage diminue. Ce qui fait que la plupart des effets non-linéaires se passent au début de la fibre.

Rappelons que la longueur effective d'une fibre de longueur  $L$  correspond à la longueur équivalente d'une fibre sans absorption, qui produirait les mêmes effets non-linéaires cumulés. Elle est définie par :

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad (2.12)$$

### 2.2.4 Aire effective

En plus de la longueur de la fibre, les effets non-linéaires augmentent aussi avec l'intensité dans la fibre. Pour une puissance donnée, l'intensité est inversement proportionnelle à la section efficace du cœur de la fibre. Comme la puissance n'est pas uniformément distribuée à l'intérieur de la section efficace de la fibre, il est plus convenable d'utiliser une aire effective,  $A_{eff}$ , reliée à l'aire  $A$  de la fibre et à la distribution du mode fondamental  $F(r, \theta)$  donnée par [88] :

$$A_{eff} = \frac{\left[ \int_r \int_\theta |F(r, \theta)|^2 r dr d\theta \right]^2}{\int_r \int_\theta |F(r, \theta)|^4 r dr d\theta} \quad (2.13)$$

où  $r$  et  $\theta$  représentent les coordonnées polaires.

L'aire effective d'une fibre silice standard, SMF-28, est d'environ  $78 \mu m^2$  et celle d'une fibre à dispersion décalée (DSF, Dispersion Shifted Fiber) est autour de  $50 \mu m^2$ . Les fibres à compensation de dispersion ont une aire effective encore plus petite, donc sont potentiellement plus non-linéaires.

Les MOFs ont souvent des faibles diamètres de cœur, donc des faibles  $A_{eff}$ , ce qui assure des seuils non-linéaires plus faibles dans ces fibres. Inversement, des MOFs avec de grandes  $A_{eff}$  [93] sont aussi utilisées afin de repousser le seuil des effets non-linéaires tels les diffusions Brillouin et Raman pour la favoriser génération et la propagation de fortes puissances dans les fibres.

### 2.2.5 Dispersion chromatique

La dispersion est une propriété de la fibre qui caractérise le retard entre les différents modes guidés dans une fibre, chaque mode ayant son propre chemin de propagation, sa longueur d'onde et sa polarisation. Le résultat de la dispersion dans une fibre est l'élargissement d'une impulsion lumineuse lors de la propagation dans la fibre. Ce phénomène est très néfaste pour les télécommunications car elle limite la distance maximale sur laquelle un signal peut être transmis.

Il existe plusieurs formes de dispersion dans une fibre; la dispersion chromatique étant la plus importante dans une fibre optique standard. La silice étant un matériau dispersif, son indice de réfraction  $n(\omega)$  dépend donc de la longueur d'onde de l'onde qui s'y propage. Elle est souvent définie par le coefficient de dispersion  $D(\lambda)$ , exprimée en  $ps.(nm.km)^{-1}$ , donné par:

$$D(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \cdot \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2} \quad (2.14)$$

La dispersion chromatique est minimale dans une fibre optique conventionnelle autour de la longueur d'onde de 1300 nm. La fibre à dispersion décalée (DSF, Dispersion-Shifted Fiber) est

souvent utilisée dans des applications télécoms car cette fibre a été spécialement mise au point afin de faire coïncider la longueur d'onde de dispersion minimale avec la longueur d'onde d'atténuation minimale qui est de 1550 nm.

L'intérêt des MOFs est qu'il est possible de gérer la dispersion de la fibre, en ajuster la valeur de la dispersion chromatique, en jouant sur les paramètres de la MOF. Ainsi, nous pouvons avoir une fibre à zéro de dispersion à la longueur d'onde souhaitée ou avoir, au contraire, plusieurs longueurs d'onde de dispersion nulle [94].

### 2.2.6 Biréfringence

Il existe aussi une autre forme de dispersion appelée dispersion de polarisation. Dans une fibre optique monomode, deux modes dégénérés ayant des polarisations orthogonales peuvent se propager. Ainsi, la vitesse de propagation du signal dépend de son état de polarisation. Considérant un cas idéal de symétrie parfaite, ces deux modes dégénérés peuvent se propager sans interagir. La dispersion de polarisation amène de la biréfringence dans une fibre. Elle se définit comme une différence d'indice effectif entre les deux axes de polarisations d'une fibre optique. Le degré de biréfringence d'une fibre optique est donné par la relation suivante :

$$B = \Delta n = |n_x - n_y| \quad (2.15)$$

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.

Cette valeur doit être normalement nulle pour une fibre. Mais à cause des défauts de géométrie et des impuretés dans la silice, il existe une très petite biréfringence résiduelle ( $< 10^{-6}$ ) dans les fibres standards utilisées pour les télécommunications. Pour une fibre microstructurée, cette valeur est plus grande car la plus 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. B peut atteindre des valeurs de l'ordre de  $10^{-4}$  [95] dans des MOFs dont la géométrie varie le long de la fibre et dont les trous ne sont pas parfaitement circulaires. Cependant, avec l'amélioration de la qualité de fabrication des MOFs, on a plus souvent des valeurs de l'ordre de  $10^{-5}$  de nos jours.

## 2.3 Les fibres en verre de chalcogénure

Une autre façon d'augmenter les effets non-linéaires est d'utiliser une fibre faite d'un matériau avec un indice de réfraction non-linéaire  $n_2$  plus élevé.

Comme nous le voyons sur la figure 2.4(a), les indices linéaires  $n_0$  et non-linéaires  $n_2$  des verres dépendent de leur composition. En effet, le rajout d'éléments lourds dans la composition du verre fait croître l'indice de réfraction. Nous avons répertorié sur le tableau 2.1 les valeurs de  $n_0$  et de  $n_2$  de quelques fibres couramment utilisées.

La silice présente, à la fois, un indice linéaire  $n_0$  et un indice non-linéaire  $n_2$  relativement faibles (1,5 et  $3.10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ ) comparé à ceux des verres de Tellure (2,0 et  $17.10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ ) ou ceux des

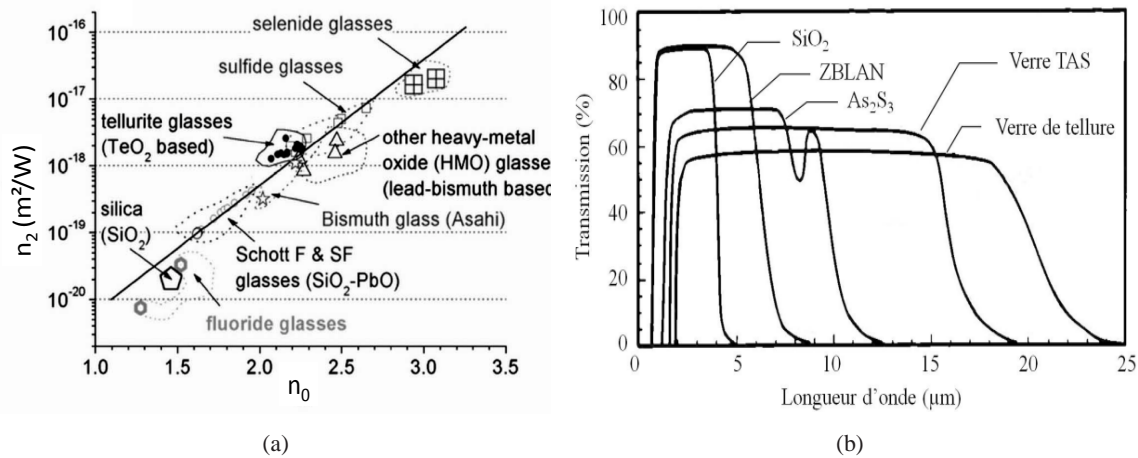


FIGURE 2.4 – Comparés aux verre en silice, les verres en chalcogénure exhibent des propriétés optique intéressantes dont (a) un très fort coefficient non-linéaire et (b) une grande transparence dans le domaine l’infra-rouge.

Composition de verre	$n_0$	$n_2 @ 1550nm (m^2/W)$	$n_2/n_{2Silice}$
$SiO_2$	1,45	$2,8 \cdot 10^{-20}$	1
$TeO_2$	2,0	$17 \times 10^{-20}$ [101]	6
$Bi_2O_3$	2,02	$32 \cdot 10^{-20}$ [102]	12
$As_2S_3$	2,44	$2,5 \cdot 10^{-18}$ [103]	74
$As_2Se_3$	2,81	$1,1 \cdot 10^{-17}$ [104]	400

TABLE 2.1 – Indices linéaires  $n_0$  et non-linéaires  $n_2$  pour différentes compositions de verre.

verres de Bismuth ( $2,0$  et  $32 \cdot 10^{-20} m^2/W$ ) par exemple. La valeur élevée de  $n_2$  de ces fibres a d’ailleurs permis l’utilisation de ces fibres pour des applications qui nécessitent d’avoir des effets non-linéaires [96–100].

Le but étant d’avoir un laser Brillouin avec le seuil le plus faible possible, notre choix s’est porté sur les fibres en verre de chalcogénure, plus particulièrement sur les fibres en verre de sélénium. En effet, ces fibres sont réputées pour être très non-linéaires comme l’atteste leur valeur de  $n_2$  de  $10^{-17} m^2/W$  donnée dans le tableau 2.1.

Les verres en chalcogénure sont obtenus par le mélange d’un ou de plusieurs éléments du groupe VIA (Souffre, Sélénium, Tellure) avec d’autres éléments (Gallium, Antimoine, Germanium, Arsenium) (figure 2.5) pour former des verres stables. Ces verres sont connus non seulement pour leur indices non-linéaires qui peuvent atteindre jusqu’à deux ordres de grandeurs celui de la silice [103] mais aussi pour leur grande fenêtre de transparence dans l’infrarouge [105].

Les fenêtres de transmission des différentes familles de verres sont présentées sur la figure 2.4(b). La silice a une fenêtre de transmission de  $4 \mu m$  [106]. Les verres de chalcogénures, quant à eux, sont transparents dans l’infrarouge; jusqu’à  $10 \mu m$  pour les verres au soufre,  $15 \mu m$  pour les verres au sélénium et au-delà de  $25 \mu m$  pour les verres au tellure [107]. Cette fenêtre de transmission

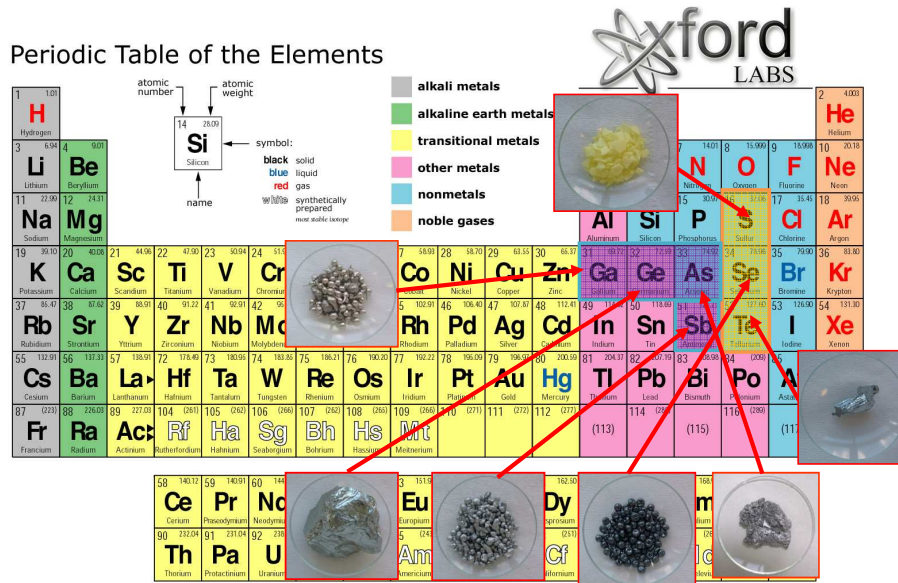


FIGURE 2.5 – Elements chimiques utilisés dans la fabrication des fibres en verre de chalcogénure.

étendue dans l'infrarouge peut être exploitée pour de nombreuses applications notamment dans le domaine des capteurs optiques pour la détection de  $CO_2$  [108].

## 2.4 Fibres microstructurées en verre de chalcogénure

Dans la partie précédente, nous avons vu que ces fibres présentent des indices de réfractons non-linéaire très élevés. L'inclusion d'une microstructure dans le cœur de la fibre permet d'exacerber et de modifier la non-linéarité intrinsèque de ces matériaux (tableau 2.2). Ainsi, la puissance nécessaire pour créer de l'effet non-linéaire dans la fibre sera abaissée et des fibres plus courtes pourront être utilisées rendant ainsi les dispositifs plus compacts.

Pour le projet ATOS, nous avons combiné les deux alternatives. Nous avons choisi d'utiliser des fibres à base d'arsenure de sélénium car ces verres ont un très fort indice non-linéaire de l'ordre de  $10^{-17}$  ( $m^2/W$ ). Il serait tentant d'utiliser des fibres à saut d'indice en AsSe; ces fibres ayant d'ailleurs déjà été utilisées dans le passé pour des cavités Brillouin [35]. Cependant ces fibres ont des aires effectives relativement grandes ( $\approx 40 \mu m^2$ ) car il est très difficile d'assurer un bon contraste d'indice entre le cœur et la gaine pour des petits diamètres de cœur. En revanche, les fibres microstructurées permettent d'avoir des fibres avec de très petites aires effectives car elles sont fabriquées avec un seul matériau. D'où le choix des fibres microstructurée en verre de chalcogénure.

La première MOF en verre de chalcogénure a été réalisée en 2000 sans toutefois avoir du guidage de la lumière [109]. Depuis, d'énormes progrès ont été accomplis dans la fabrication de ces fibres avec la première démonstration du guidage de la lumière dans ce type de fibre en 2006 [110, 111].

Un indice de réfraction non-linéaire  $n_2$  145 fois supérieur à celui de la silice a été mesuré ainsi qu'un coefficient non-linéaire Kerr  $\gamma$  de  $190 W^{-1}.km^{-1}$  dans cette fibre de composition GbSbSGa.

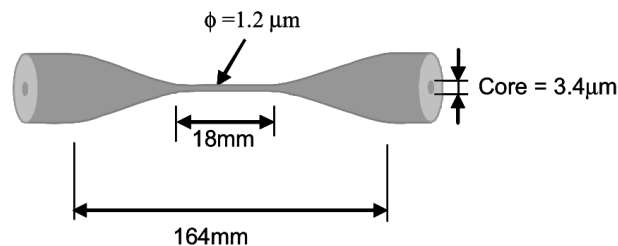
Composition de verre	Année de fabrication	Coefficient Kerr $\gamma (W^{-1}km^{-1})$	Pertes de transmission $\alpha (dB/m)$
GLS [109]	2000	–	–
GeSbSGa [110]	2006	190	> 20
GeSbS [112]	2008	500	5
AsSe [112]	2008	2 000	10
AsSe [114]	2009	15 000	15
AsSe “nanowire” [116]	2007	68 000	–
AsSe “nanowire” [117]	2008	93 400	< 1
AsSe effilée [118]	2010	31 300	4,6
AsSe effilée [36]	2011	46 000	0,9

TABLE 2.2 – Coefficient non-linéaires des fibres microstructurées en verre de chalcogénure.

Avec la caractérisation d’autres fibres avec des compositions différentes, un  $\gamma$  de  $500 W^{-1}.km^{-1}$  et de  $2000 W^{-1}.km^{-1}$  ont été obtenus pour des MOFs en GeSbS et AsSe [112].

La fabrication des fibres avec de très petit diamètre de cœur [113] a permis d’augmenter cette valeur de  $\gamma$  à  $15000 W^{-1}.km^{-1}$  dans une fibre à cœur suspendu ayant une aire effective de  $2,9 \mu m^2$  [114]. Cette valeur a été améliorée à  $31300 W^{-1}.km^{-1}$  avec la réduction des pertes de transmission dans ces fibres de 15 dB/m (par la méthode “stack-and-draw”) à quelques dB/m en utilisant une technique dite de “moulage” [115].

Des fibres microstructurées en verre de chalcogénure effilées ont aussi été utilisées récemment pour la génération d’effets non-linéaires. Ces fibres ont la particularité d’être constituées d’au moins deux tronçons différents; un tronçon dont le diamètre de cœur est très petit pour réaliser des fonctions non-linéaires et deux autres tronçons au bout de la fibre avec un diamètre de cœur plus grand pour faciliter l’injection de la lumière dans ces fibres. En 2011, un  $\gamma$  de  $46\,400 [36] W^{-1}.km^{-1}$  a été mesuré dans une fibre à cœur suspendu AsSe, schématisée sur la figure 2.7), ayant un diamètre de  $1,13 \mu m$ .

FIGURE 2.6 – Tapers avec un  $\gamma$  de  $68\,000 W^{-1}.km^{-1}$  selon MÄGL.

La fibre a une partie centrale de diamètre  $1,2 \mu m$  sur  $18 mm$  alors que la longueur totale du taper est de  $164 mm$ .

Finalement, notons que des valeurs de  $68\,000 W^{-1}.km^{-1}$  [116] et  $93\,400 W^{-1}.km^{-1}$  [117] ont aussi été mesurées pour le coefficient Kerr dans des tapers en verre de chalcogénure. Ces tapers ont



de très petits diamètres ( $< 1,2 \mu\text{m}$ ) mais sont aussi très courts (18 mm) (figure 2.6); ce qui limite leur usage pour le projet ATOS.

### 2.4.1 Fibres ATOS

Les fibres microstructurées en verre de chalcogénures utilisées dans le cadre de cette thèse ont été fabriquées par le laboratoire Sciences Chimique de Rennes (SCR) et la Plateforme d'Etudes et de Recherche sur les Fibres Optiques (PERFOS). Nous utiliserons l'appellation **fibres ATOS** dans ce manuscrit pour désigner toutes les fibres microstructurées en verre de chalcogénure fabriquées dans le cadre du projet ATOS.

Différentes compositions de fibres ont été testées :

- $\text{As}_2\text{S}_3$  (AsS)
- $\text{As}_{38}\text{Se}_{62}$  (AsSe)
- $\text{Ge}_{10}\text{As}_{22}\text{Se}_{68}$  (GeAsSe)

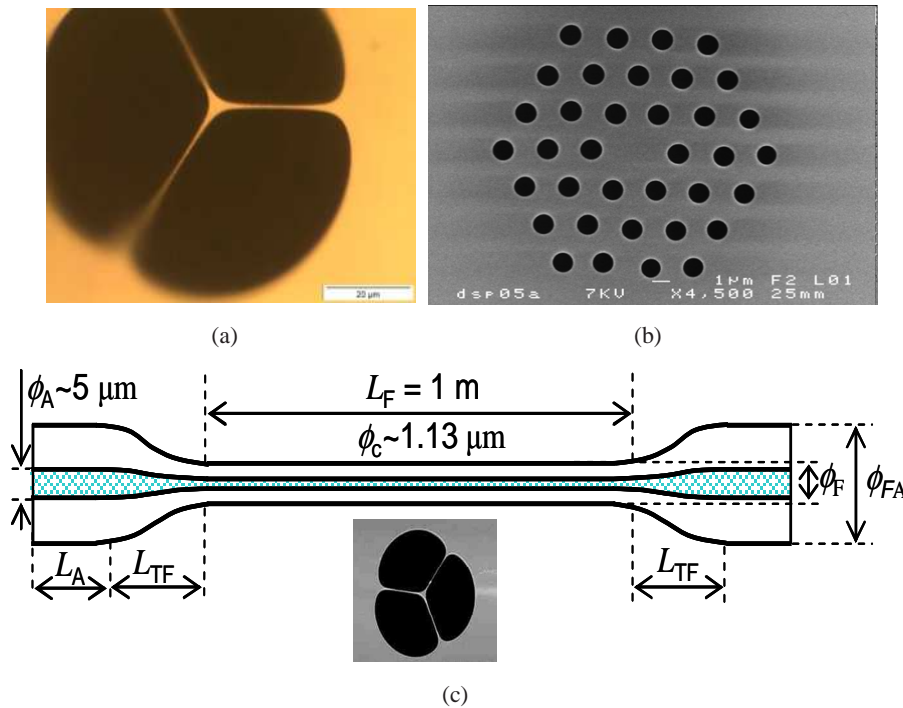


FIGURE 2.7 – Images SEM des fibres ATOS.

Plusieurs fibres avec des différentes microstructures ont été testées notamment des fibres (a) à cœur suspendu et (b) à trois couronnes de trous. (c) Des fibres effilées ont aussi été testées pour le projet ATOS. Ces fibres ont un très petit diamètre au centre de la fibre et deux extrémités avec un plus grand diamètre pour faciliter l'injection de lumière dans la fibre.

Ainsi que différentes structures de cœur :

- cœur suspendu (SC, Suspended Core)
- 3 couronnes de trous (HF, Holey Fiber)

Fibre	Composition de verre	Micro-structure	Diamètre cœur ( $\mu m$ )	Pertes de transmission $\alpha$ (dB/m)
AsSe SC5	AsSe	Cœur suspendu	5	1,0
AsSe SC4	AsSe	Cœur suspendu	4	1,0
GeAsSe HF3.8	GeAsSe	3 couronnes trous	3,8	0,65
GeAsSe HF1.6	GeAsSe	3 couronnes trous	1,6	2,5

TABLE 2.3 – Paramètres des fibres microstructurées en verre de chalcogénure ATOS.

Et ce pour différentes longueurs de fibres (1 à 4 mètres) et de diamètre de cœur (1,5 à 5  $\mu m$ ). De tous ces essais, les résultats obtenus avec seulement 4 différents types de fibres seront présentés. Les paramètres de ces fibres sont résumés sur le tableau 2.3.

### 2.4.2 Technique de fabrication

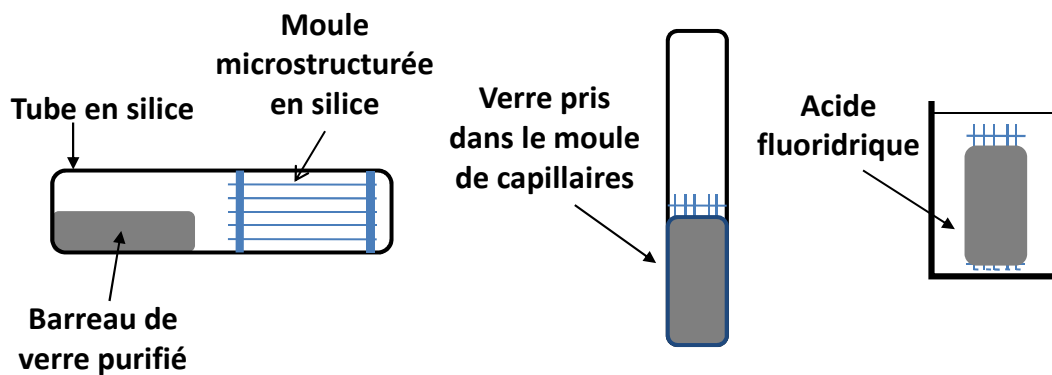


FIGURE 2.8 – Schéma du moule de silice utilisé pour la fabrication de préformes microstructurées en verres de chalcogénures.

L'originalité dans la fabrication des fibres microstructurées utilisées dans ATOS réside dans l'utilisation d'une nouvelle technique développée par le laboratoire SCR basée sur le principe du moulage à chaud [119] en lieu et place de la méthode "Stack and Draw" [81] couramment utilisée pour la fabrication de fibres microstructurées en verres de chalcogénure.

Un verre de chalcogénure de très haute pureté est chauffé à environ 450 °C et coulé dans un moule de silice constitué de capillaires de silice. Une fois que le verre est en place dans le moule, l'ensemble est trempé, de façon à figer le verre, puis recuit. Le moule de silice est finalement retiré par traitement chimique et le verre moulé est prêt à être fibré (figure 2.8).

Cette nouvelle méthode de moulage pour la fabrication de fibres microstructurées en verres de chalcogénure a permis de fabriquer des fibres dont les pertes optiques  $\alpha_{dB}$  sont amenées aux pertes optiques du matériau brut (soit  $\alpha_{dB} \approx 1 \text{ dB/m}$ ) comparées au  $\alpha_{dB} \approx 15 \text{ dB/m}$  obtenues par la méthode "Stack and Draw".



### 2.4.3 Injection de la lumière dans les fibres ATOS

L'injection et la réception de la lumière dans la fibre en verre de chalcogénure se font par le biais d'un couplage à l'air libre car actuellement, il n'est pas encore possible de faire des épissures en utilisant une soudeuse entre une fibre silice et une fibre microstructurée en verre de chalcogénure. Ce couplage à l'air libre implique des pertes de couplages plus ou moins importantes pouvant aller de quelques dB jusqu'à une dizaine de dB selon l'état de la clive. En effet, ces fibres sont très cassantes et il n'existe actuellement pas de cliveuse adaptée.

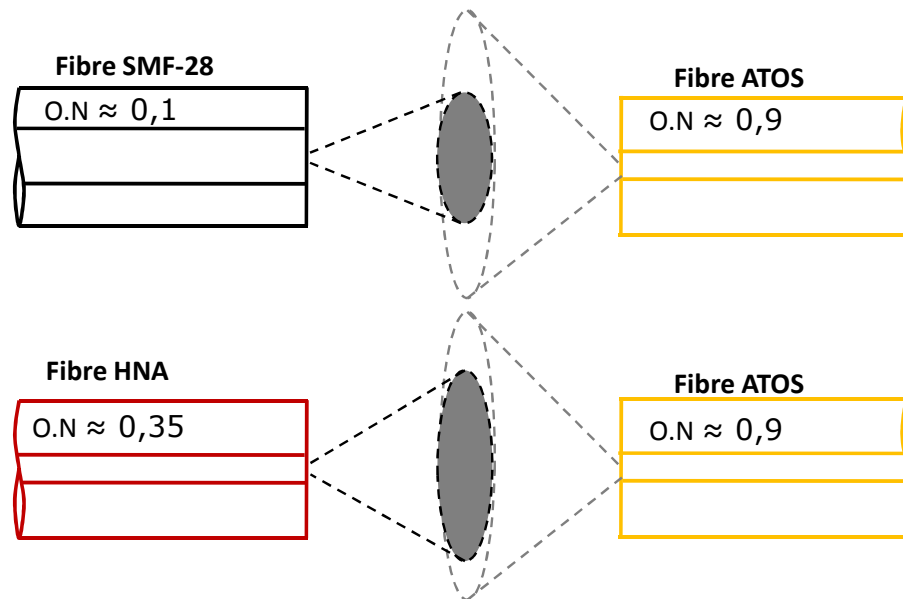


FIGURE 2.9 – Utilisation d'une fibre HNA pour le couplage de la lumière dans les fibres ATOS. Une fibre à grande ouverture numérique (HNA) est utilisée car son cône d'acceptance est plus grand permettant une meilleure injection de la lumière dans la fibre en verre de chalcogénure.

Afin de réduire ces pertes, nous avons utilisé une fibre à grande ouverture numérique (HNA, High Numerical Aperture) entre la fibre ATOS et la fibre monomode silice standard pour adapter le mode entre ces deux fibres. Une ouverture numérique de 0,35 et un diamètre de mode de  $3,16 \mu\text{m}$  ont été mesurés pour cette fibre HNA.

Une plus grande ouverture numérique implique une plus grande divergence du faisceau lumineux en sortie de la fibre. L'utilisation de la fibre HNA à la place d'une fibre silice standard SMF-28 permet donc à la même puissance optique d'être plus efficacement couplée dans une fibre de plus petit diamètre (figure 2.9).

Contrairement à la fibre en verre de chalcogénure, la fibre HNA peut être soudée directement à la fibre SMF-28 car elle est faite de silice. En utilisant les bons paramètres pour la soudure, des pertes aussi faibles que 0,5 dB peuvent être obtenues par soudure. Mais en moyenne les pertes que nous avons enregistrées sont entre 1 dB et 1,5 dB.

### 2.4.4 Caractérisation des fibres ATOS

Avant d'étudier la diffusion Brillouin dans les fibres ATOS, nous allons préalablement les caractériser en terme de leurs :

- pertes de transmissions;
- aires effectives;
- caractère monomode ou multimode.

#### 2.4.4.1 Pertes de transmissions

Dans le cas des fibres utilisées pour ATOS, les pertes de transmission ont été déterminées par la méthode "cut-back", illustrée sur la figure 2.10. Une puissance connue  $P_{in}$  est injectée à l'entrée de la fibre et la puissance en sortie  $P_1$  est mesurée avec une sphère intégratrice. Une longueur connue  $\Delta L$  est coupée du tronçon de fibre et la nouvelle puissance en sortie  $P_2$  est de nouveau mesurée. A partir de ces deux mesures, les pertes sont calculées en utilisant l'équation :

$$\alpha_{dB} = -10 \cdot \log(P_1/P_2)/\Delta L \quad (2.16)$$

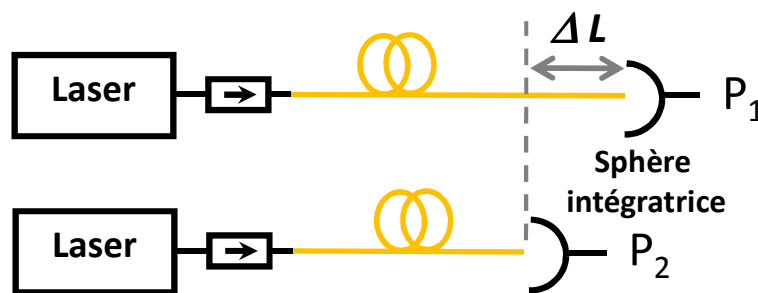


FIGURE 2.10 – Méthode cut-back.

Pour une fibre microstructurée en verre de chalcogénure, les pertes dépendent principalement de la technique de fabrication de la fibre. L'atténuation d'une fibre à cœur suspendu de diamètre  $4 \mu m$  est représentée sur la figure 2.11 [120]. Cette fibre a été fabriquée au laboratoire SCR et des fibres similaires ont été utilisées dans le cadre du projet ATOS. A 1550 nm, des pertes de l'ordre de 1,5 dB/m ont été obtenues avec les premières générations de fibres, ce qui est légèrement plus élevée que les pertes du matériau. Ces valeurs ont été baissées à 0,9 dB/m (et même 0,65 dB/m pour un tronçon GeAsSe) au cours des trois ans du projet ATOS.

#### 2.4.4.2 Aire effective

L'aire effective d'une fibre microstructurée étant très difficile à calculer analytiquement, il est préférable de la mesurer d'autant plus qu'au laboratoire FOTON il existe déjà un banc de mesure en champ lointain. La technique de mesure est traitée de façon exhaustive dans la thèse de Duc Mihn NGUYEN [121]. Nous rappellerons seulement le principe de cette méthode qui consiste à enregistrer la répartition de l'intensité lumineuse en fonction de la position d'un détecteur (figure 2.12(b)) mis

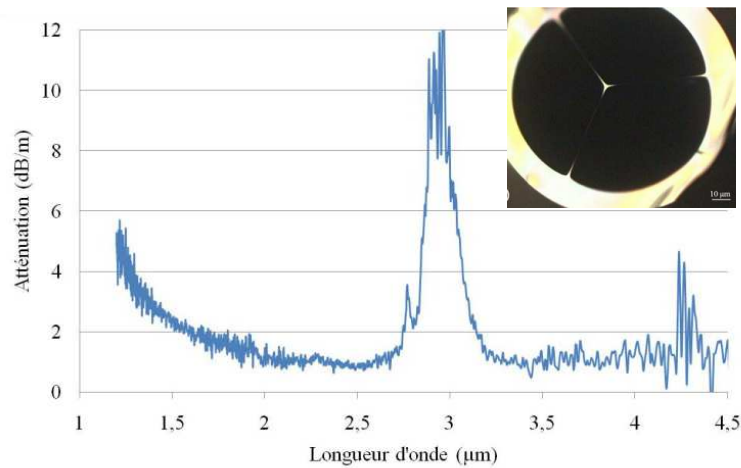


FIGURE 2.11 – Atténuation d'une fibre  $As_{38}Se_{62}$  à cœur suspendu en fonction de la longueur d'onde (image MEB en encart).

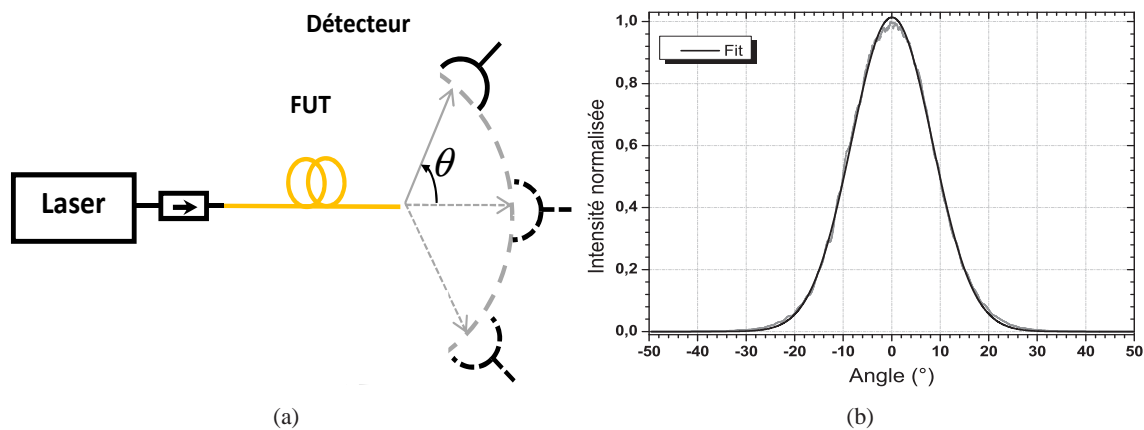


FIGURE 2.12 – (a) Schéma de principe de la mesure d'aire effective d'une fibre quelconque et (b) exemple de mesure obtenu par le banc entre  $[-50^{\circ}$  à  $50^{\circ}]$ .

en rotation  $[-80^{\circ}$  à  $80^{\circ}]$  autour de l'extrémité de la fibre dont la  $A_{eff}$  est à mesurer (FUT, Fiber under test) (figure 2.12(a)).

L'aire effective est ensuite calculée par la transformée de Hankel inverse qui permet de transformer les données du champ lointain pour obtenir les données en champ proche. A partir de cette mesure, l'aire effective de la fibre peut être calculée. Grâce à cette méthode nous avons notamment pu mesurer une aire effective de  $8 \mu m^2$  à 1550 nm pour la fibre AsSe SC4.

#### 2.4.4.3 Analyse modale

Le nombre de modes se propageant dans les fibres ATOS a été mesuré expérimentalement en utilisant un banc d'analyse modale déjà présent au laboratoire FOTON. Cette méthode a été mise au point par Stéphane BLIN [122, 123] et a fait l'objet d'un dépôt de brevet [124]. Le principe

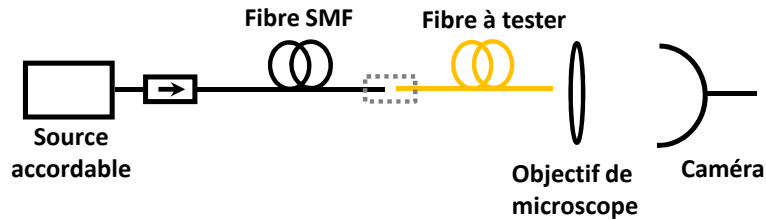


FIGURE 2.13 – Schéma de principe pour l'analyse modale d'une fibre quelconque.

de la mesure<sup>2</sup> implique de faire varier la longueur d'onde de la source accordable et d'enregistrer l'intensité spatiale en champs proche en sortie de la fibre à tester (MOF en verre de chalcogénure dans notre cas) pour les différentes longueurs d'onde utilisées (figure 2.13). La transformée de Fourier de ces mesures permet de distinguer le nombre de modes et la distribution d'énergie sur ces différents modes comme illustrée sur la figure 2.14(a).

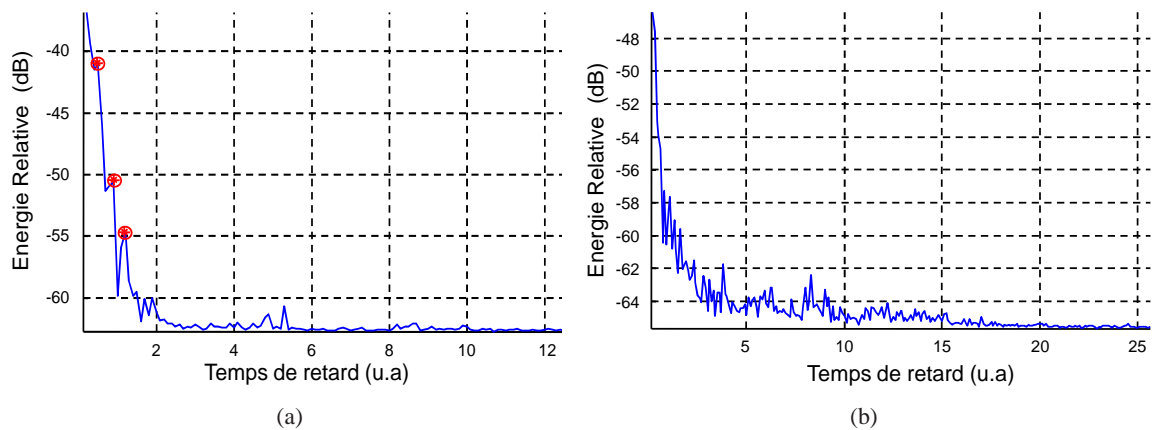


FIGURE 2.14 – Analyse modale des fibres (a) AsSe SC et (b) GeAsSe MOF utilisées dans ATOS. Plusieurs modes d'ordres supérieurs (points rouges) ont été trouvés dans la fibre AsSe SC alors que la fibre GeAsSe MOF semble être monomode.

Les transformées de Fourier des spectres mesurées en sortie des fibres AsSe SC (figure 2.14(a)) et GeAsSe MOF (figure 2.14(b)) ont été tracées. Nous pouvons dire que la fibre AsSe SC est multimode car nous voyons l'existence de plusieurs autres modes d'ordres supérieurs (en rouge) en sortie de la fibre. Tel n'est pas le cas pour la fibre GeAsSe MOF car nous n'observons aucun pic de puissance relative supérieure à -50 dB par rapport au mode fondamental. Cette fibre peut donc être considérée comme monomode.

#### 2.4.5 Effets non-linéaires dans les MOFs en verre de chalcogénure

Parmi les effets non-linéaires observés dans une fibre en verre de chalcogénure, nous pouvons citer l'auto-modulation de phase (SPM, Self Phase Modulation) [125], le mélange à quatre ondes [126], l'effet Raman [127, 128] et l'effet Brillouin [129]. Ces effets non-linéaires peuvent

2. Pour plus de détails, le lecteur est invité à consulter le chapitre 3 de la thèse de Duc Mihn NGUYEN [121]

être utilisés pour des applications télécoms telles la régénération optique [130] pour la transmission sans erreurs des signaux sans le besoin d'une conversion électrique, la conversion de longueur d'onde [131] et le démultiplexage [132]. De plus, les diffusions Brillouin et Raman stimulées dans ces fibres peuvent être exploitées pour fabriquer des lasers [35] et des amplificateurs [133, 134].

Afin de diminuer aussi bien la longueur d'interaction de la fibre que la puissance requise pour générer de l'effet non-linéaire, des fibres microstructurées ont commencé à faire leur apparitions sur des dispositifs basés sur les effets non-linéaires. Des fibres en verre de chalcogénure, fournies par PERFOS/EVC et du même type que celles utilisées pour ATOS, ont été utilisées dans le cadre d'autres projets afin d'y générer des effets non-linéaires que nous allons brièvement mentionner.

### 2.4.5.1 Auto-modulation de phase

L'auto-modulation de phase est un effet non-linéaire qui se manifeste par un élargissement spectral d'une impulsion courte lors de sa propagation dans une fibre optique non-linéaire. La variation de l'indice de réfraction induit par effet Kerr crée un décalage non-linéaire de la phase de l'impulsion proportionnel à l'intensité du champ; ce qui conduit à un élargissement du spectre de l'impulsion.



FIGURE 2.15 – Schéma de principe pour générer de la SPM et de l'effet Raman dans une fibre.

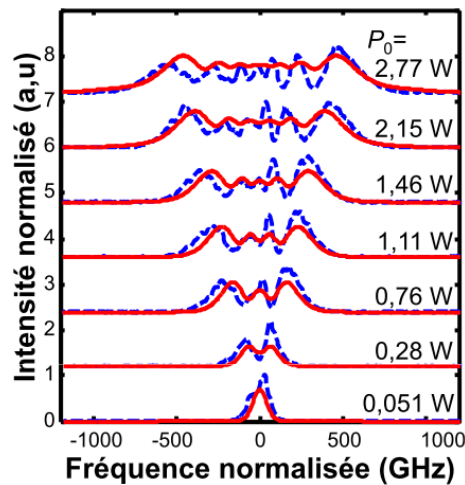


FIGURE 2.16 – Observation du phénomène d'auto-modulation de phase dans une fibre AsSe MOF. Comparaisons de l'élargissement d'une impulsion Gaussienne de 6 ps mesuré (bleu) et théorique (rouge) en sortie d'une fibre AsSe SC.

La SPM a été démontrée dans les AsSe MOFs et utilisée pour mesurer expérimentalement le coefficient Kerr de ces fibres [118]. Le schéma de principe du montage est illustré sur la figure 2.15.

L'onde émise d'un laser impulsionnel est injectée dans la fibre AsSe MOF et les spectres en sortie de la fibre pour différentes puissances injectées  $P_0$  sont enregistrée (figure 2.16). L'effet de la SPM est clairement visible avec un élargissement du spectre optique au fur et à mesure que  $P_0$  augmente. A partir de ces mesures, une dispersion de  $-300 \text{ ps}/(\text{nm.km})$  ainsi qu'un coefficient Kerr de  $46\,000 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  [36] ont été mesurés dans une fibre analogue à celle utilisée pour ATOS mais avec une aire effective plus petite.

### 2.4.5.2 Le mélange à quatre ondes

Le processus de mélange à quatre ondes (FWM, Four-Wave Mixing) est issu de l'interaction de plusieurs ondes électromagnétiques (2, 3 ou plus) pour en générer d'autres à des nouvelles fréquences. Le concept de base du FWM est représenté sur la figure 2.17. Deux ondes de fréquences  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ , dites ondes pompes, se propageant dans une fibre non-linéaire peuvent potentiellement générer deux autres ondes dites "Stokes" ( $\lambda_3$ ) et "anti-Stokes" ( $\lambda_4$ ) sous certaines conditions d'accord de phase.

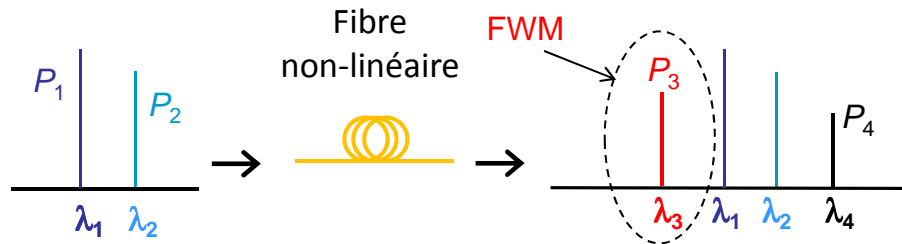


FIGURE 2.17 – Concept de base du mélange à quatre onde.

Généralement, son efficacité dépend de l'accord de phase entre les vecteurs d'ondes des différentes ondes concernées. Le FWM est généralement utilisée dans des fibres pour créer des nouvelles longueur d'ondes et pour l'amplification avec un gain appelé gain paramétrique [46].

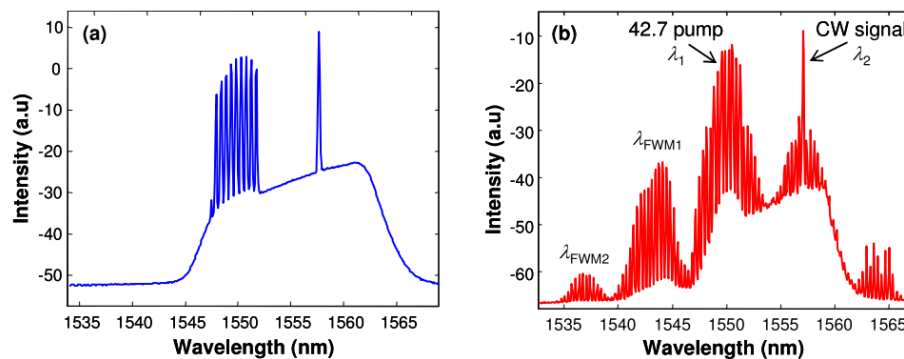


FIGURE 2.18 – Le mélange à quatre onde dans une fibre AsSe MOF.

Des expériences sur le mélange à quatre ondes pour la conversion de longueur d'onde ont été effectuées sur des fibres AsSe MOF avec des signaux d'horloge à 10 GHz [118] et 42,7 GHz [36] par d'anciens doctorants du laboratoire FOTON. Une efficacité du 1<sup>er</sup> ordre FWM, définie comme le rapport entre la puissance de l'onde anti-Stokes et celle de la pompe injectée dans la fibre, de

5,6 dB et de -17,5 dB a été mesurée pour respectivement le signal à 10 GHz et 42,7 GHz. L'ordre 2 à également été obtenu avec une efficacité de -36 dB avec cette même fibre (figure 2.18). Il est important de souligner que ces résultats ont été obtenus pour des puissances moyennes à l'entrée de la fibre du l'ordre de seulement d'une dizaine de milliwatt, des valeurs compatibles avec les systèmes de télécommunication actuels.

### 2.4.5.3 Effet Raman dans les MOFs en verre de chalcogénure

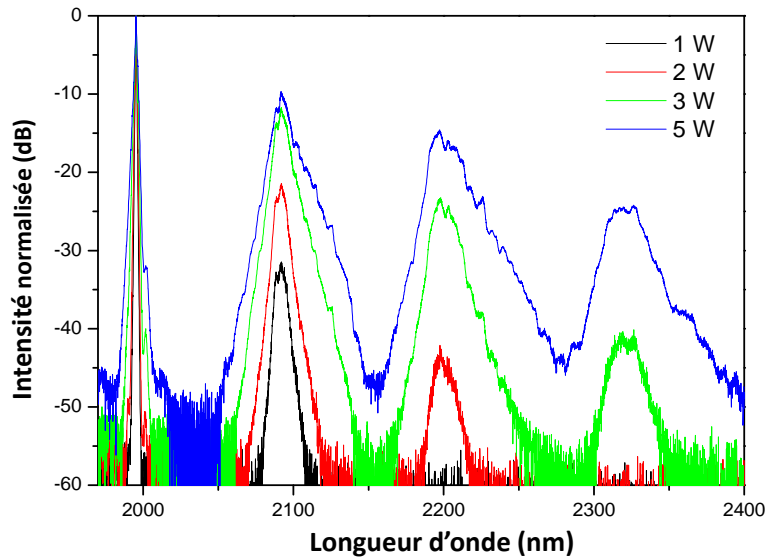


FIGURE 2.19 – Observation de l'effet Raman dans une fibre AsSe MOF.

La première démonstration de l'effet Raman dans des fibres microstructurées en verre de chalcogénure a été réalisée dans une fibre de composition GbSbS [112] et un coefficient de gain Raman 180 fois plus élevé que dans une fibre silice a été mesuré.

En 2011, DUHANT et ses collaborateurs ont démontré le potentiel de la fibre à cœur suspendu AsSe d'être utilisée comme générateur Raman [135]. Le même schéma de principe (figure 2.15) décrit dans le paragraphe précédent est utilisé. La puissance optique, générée par une source impulsionnelle à  $1,995 \mu\text{m}$ , est injectée dans la fibre AsSe MOF en utilisant une fibre à ultra-grande ouverture numérique (uHNA, ultra High Numerical Aperture fiber). Avec une fibre de 3,6 mètres ayant un cœur de diamètre  $3 \mu\text{m}$ , jusqu'à 4 sauts Raman, centrés autour de 2092 nm, 2196 nm, 2322 nm et 2350 nm (figure 2.19), ont été observés pour une puissance crête de 11 W. Un gain Raman de  $(1,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-11} \text{ m/W}$  a aussi été estimé à la longueur d'onde de 1995 nm; soit 350 fois plus conséquent que dans une fibre silice classique.

## 2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les fibres microstructurées en verre de chalcogénure fabriquées par le tandem Perfos/EVC pour le projet ATOS. Le choix de ces fibres microstructurées

Structure	Composition de verre	$\gamma$ ( $W^{-1}.km^{-1}$ )	$A_{eff}$ ( $\mu m^2$ )	D @ 1550 nm ( $pm/(nm.km)$ )
Saut d'indice	$SiO_2$	8,5	30	-17
	$As_2Se_3$ [131]	1200	37	-560
Microstructurée	$SiO_2$ [76]	70	1,5	-30
	$AsSe$ [118]	31 300	1,7	-820
	$As_{38}Se_{62}$ [36]	46 000	1,15	-300

TABLE 2.4 – Comparaison des paramètres entre des fibres à saut d'indice et microstructurée.

s'est imposé au détriment des fibres à saut d'indice de par leurs faibles aires effectives et leurs forts coefficients non-linéaires comme indiqué dans le tableau 2.4. Ces propriétés permettent d'y générer des effets non-linéaires avec très peu de puissance injectée et/ou très peu de longueur de fibre.

Deux effets non-linéaires résultant de l'effet Kerr dans ces fibres ont été observés : l'auto-modulation de phase et le mélange à quatre ondes. Des fonctions pour les télécommunications ont également été réalisées notamment la conversion et le démultiplexage en longueur d'onde. Notons aussi que ces mesures ont permis d'estimer la dispersion et le coefficient non-linéaire dans ces fibres.

La diffusion Raman a aussi été constatée dans ces fibres. Plusieurs sauts Raman ont été observés dans une MOF AsSe similaire à celles utilisées dans ATOS et un gain Raman 350 plus élevé que dans une fibre silice classique a été mesuré.

Quant à la diffusion Brillouin, une première étude expérimentale réalisée dans une fibre microstructurée de composition GeSbS a permis de mettre en évidence cet effet non-linéaire et de mesurer un gain Brillouin 100 plus grand que celui d'une fibre silice standard. Cependant, on ne trouve pas mention d'une étude plus poussée sur la caractérisation Brillouin dans une fibre microstructurée de composition AsSe dans la littérature. Cette partie sera donc traitée dans le chapitre suivant.





## Chapitre 3

# Rétrodiffusion Brillouin dans les fibres microstructurées en verre de chalcogénure

Il est nécessaire d'étudier et de caractériser la diffusion Brillouin stimulée (SBS, Stimulated Brillouin Scattering) dans tout système optique car cet effet non-linéaire limite fortement la puissance qui peut potentiellement être transmise dans une fibre optique, ce qui a pour conséquence de dégrader le rapport signal sur bruit dans le système optique. Dans une fibre optique, la diffusion Brillouin se manifeste par la génération d'une onde optique rétrodiffusée dite onde Stokes caractérisée par son coefficient de gain Brillouin  $g_B$  et son décalage en fréquence, qu'on appellera décalage Brillouin  $\nu_B$ , propre à la composition de la fibre. Par exemple le décalage Brillouin est de 11 GHz dans une fibre silice classique [88] quand une pompe optique émettant à une longueur d'onde de 1550 nm est utilisée. Cependant, il est possible de tirer profit de cet effet non-linéaire dans d'autres domaines d'applications telles que la conception de systèmes laser à base de fibres optiques [27], l'amplification optique [52] ou encore la création de lignes à retard accordables [136].

Les fibres en silice classique (type SMF-28 de Corning) sont souvent utilisées dans des systèmes basés sur la diffusion Brillouin. Cependant, pour créer de la SBS dans ces fibres, des tronçons de fibres de plusieurs kilomètres ou des puissances de pompe de quelques centaines de milliwatts sont nécessaires car le coefficient de gain Brillouin est relativement faible dans ce matériau ( $4.10^{-11}$  m/W à 1550 nm).

Pour avoir des systèmes plus compacts et moins gourmands en énergie, une approche est d'utiliser des matériaux ayant un coefficient de gain Brillouin plus important. Ainsi, des fibres en verre d'oxyde de bismuth ( $5.10^{-11}$  m/W) [137], tellurite ( $1,7.10^{-10}$  m/W) [34], sulfite ( $3,9.10^{-9}$  m/W) [138] ou séléniure ( $6.10^{-9}$  m/W) [129, 138, 139] peuvent être utilisées. Une solution alternative est d'utiliser des fibres avec des aires effectives réduites comme par exemple les fibres optiques microstructurées (MOFs, Microstructured Optical Fibers). Une MOF a pour particularité de confiner de manière plus intense la lumière dans le cœur de la fibre. Ainsi, pour une puissance de pompe donnée, on atteint une intensité bien plus importante que dans une fibre classique exaltant ainsi les

effets non-linéaires dans la fibre. Pour la thèse nous avons combiné les deux alternatives en utilisant des MOFs en verre de séléniure afin d'obtenir le dispositif le plus compact possible pouvant fonctionner à des seuils très bas.

L'objectif de ce chapitre est l'étude de la rétrodiffusion Brillouin dans les MOFs en verre de chalcogénure pour y extraire les caractéristiques Brillouin dans ces fibres; notamment la fréquence Brillouin et la largeur à mi-hauteur (FWHM, Full Width at Maximum Half) de la courbe de gain Brillouin (BGC, Brillouin Gain Curve) en utilisant une méthode de détection hétérodyne ainsi que le coefficient de gain Brillouin  $g_B$  à partir du seuil Brillouin que nous définirons dans ce chapitre.

### 3.1 La diffusion de la lumière

Les fluctuations de densités, les impuretés et l'agitation thermique des particules dans le milieu sont parmi les diverses sources responsable des différents types de diffusions (figure 3.1) de la lumière dans toutes les directions de l'espace dans un matériau inhomogène. On distingue deux types de diffusions notamment :

- la diffusion élastique, pour laquelle l'énergie, donc la fréquence, de l'onde diffusée est conservée;
- la diffusion inélastique où l'onde subit un changement de fréquence. Si ce changement de fréquence traduit une perte d'énergie, la diffusion est dite de type Stokes, tandis que si elle s'accompagne d'un gain d'énergie, on parle de diffusion anti-Stokes.

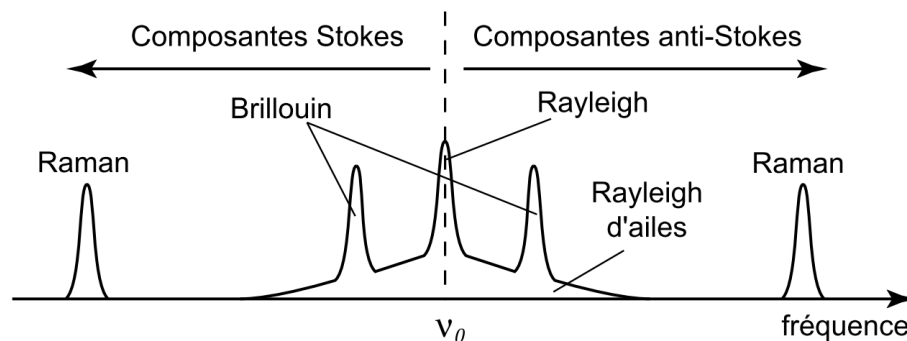


FIGURE 3.1 – Spectre typique de lumière diffusée spontanément par un milieu diffusant quelconque.

Les différentes composantes du spectre de diffusion observées sont induites par les processus suivants:

- la diffusion Rayleigh, qui provient des fluctuations structurelles de densité du milieu (fluctuation d'entropie). Les centres de diffusions étant statiques dans le milieu, cela ne provoque pas de décalage en fréquence entre la lumière incidente et la lumière diffusée;
- la diffusion Rayleigh d'aile résultant des fluctuations de l'orientation des molécules asymétriques du milieu [140]. La fréquence de la lumière diffusée n'est, en moyenne, pas décalée en fréquence. Cependant, l'élargissement spectral est plus étendu car le processus de réorientation est très rapide dans un milieu dense;

- la diffusion Brillouin, qui trouve son origine dans les fluctuations de densité associées aux variations de pression dans le milieu [23]. Induites par une agitation thermique, ces ondes acoustiques se propageant dans le milieu diffusent la lumière de manière inélastique. Cette interaction photon-phonon sera développée dans la suite de ce chapitre;
- la diffusion Raman [141], due à l'interaction de la lumière avec les états vibratoires des molécules du milieu. Ces phonons dits optiques sont aussi induits par l'agitation thermique, mais leur énergie donnée par les modes de vibration des molécules est plus élevée, rendant la diffusion hautement inélastique. Au final, la lumière diffusée est décalée spectralement de plusieurs dizaine de THz et la largeur spectrale est de l'ordre du THz.

### 3.1.1 La diffusion Brillouin spontanée

Dans un milieu diffusant, les molécules effectuent de petits déplacements autour de leur position d'équilibre sous l'effet de la température. Ces mouvements se couplent entre eux et créent des ondes acoustiques de très faibles amplitudes se propageant dans tous les sens dans le milieu. La présence de ces ondes acoustiques modifie la densité du milieu provoquant ainsi des variations de l'indice optique dans ce milieu. Par conséquent, lorsqu'une onde électromagnétique s'y propage, elle est diffractée sur ces réseaux d'indice donnant naissance à une onde diffusée dans toutes les directions.

Les variations de l'indice optique peuvent être vues comme des réseaux se déplaçant à la vitesse de l'onde acoustique. Par effet Doppler, l'onde diffusée sur ces réseaux est décalée 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  $\nu_B$ . Dans le cas contraire, 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.

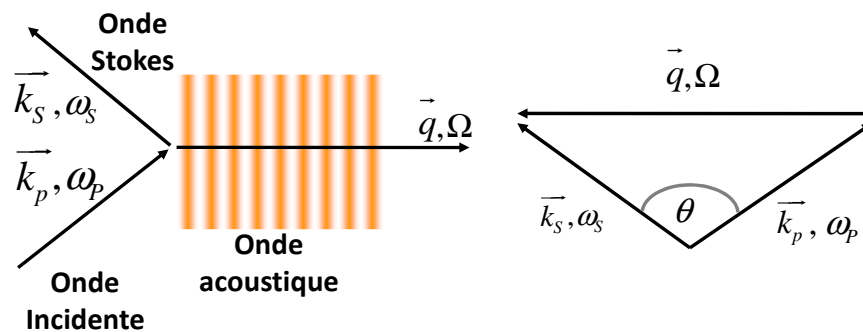


FIGURE 3.2 – Représentation schématique de la diffusion Brillouin spontanée

Les lois de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie s'appliquent à la diffusion Brillouin figure (3.2). Elles s'écrivent :

$$k_p = k_s + q \quad (3.1)$$

$$\omega_P = \omega_S + \Omega \quad (3.2)$$

où  $\vec{k}_i, \vec{\omega}_i$  ( $i = P, S$ ) représentent les vecteurs d'ondes et les fréquences des ondes pompe et Stokes et  $q, \Omega$  pour l'onde acoustique.

La fréquence de l'onde acoustique est calculée à partir de :

$$|\vec{k}_P| = \frac{2\pi.n}{\lambda_P}, \quad |\vec{k}_S| = \frac{2\pi.n}{\lambda_S}, \quad |\vec{q}| = \frac{\Omega}{V_A} \quad (3.3)$$

Comme illustrée sur la figure 3.2 la conservation d'impulsion avec l'angle  $\theta$  entre les ondes pompe et Stokes s'écrit :

$$|\vec{q}| = |\vec{k}_P| + |\vec{k}_S| - 2|\vec{k}_P| \cdot |\vec{k}_S| \cdot \cos\theta \quad (3.4)$$

A partir des équations (3.3) et (3.4) on en déduit la fréquence de l'onde acoustique qui correspond au décalage Brillouin entre l'onde pompe et l'onde Stokes:

$$\Omega = \frac{2.n.V_A}{\lambda_P} \sin(\theta/2) \quad (3.5)$$

### 3.1.1.1 La diffusion Brillouin spontanée dans une fibre optique

Dans une fibre optique monomode, les seuls angles admissibles pour qu'il y ait guidage sont  $\theta = 0$  et  $\theta = \pi$ . Pour  $\theta = 0$ , on obtient  $\Omega = 0$ . Donc, la seule direction de diffusion admissible est pour le cas où  $\theta = \pi$  (rétrodiffusion Brillouin). Cela donne une fréquence Brillouin  $\nu_B$ :

$$\Omega = \nu_B = \frac{2.n_{eff}.V_A}{\lambda_P} \quad (3.6)$$

où  $n_{eff}$  est l'indice effectif des ondes optiques à la longueur d'onde  $\lambda_P$  et  $V_A$  est la vitesse des ondes acoustiques. Le même raisonnement s'applique pour la composante anti-Stokes et on obtient le même décalage en fréquence  $\nu_B$  mais de l'autre côté de la pompe.

La diffusion Brillouin spontanée est donc le simple résultat de la diffraction de l'onde pompe par un réseau épais d'indice formé par l'onde acoustique, se déplaçant à la vitesse de l'onde  $V_A$ . Elle se traduit par la formation d'une onde Stokes de fréquence inférieure  $\nu_P - \nu_B$  et d'une onde anti-Stokes de fréquence supérieure  $\nu_P + \nu_B$ .

Il est important de faire ressortir que, pour une longueur d'onde donnée, le décalage Brillouin ne dépend pas que des propriétés physiques du matériau mais également de la contrainte et la température ressenties par la fibre. Cette dépendance est d'ailleurs utilisée dans des capteurs distribués en température [142, 143] ou en contrainte [144].

### 3.1.1.2 Largeur à mi hauteur du spectre Brillouin et amortissement acoustique

Les ondes Stokes et anti-Stokes possèdent une largeur spectrale due à l'amortissement des ondes acoustiques dans la fibre: plus l'amortissement est important plus la largeur des ondes Stokes et anti-Stokes s'étalent. Contrairement aux ondes optiques qui ne subissent qu'un très léger affaiblissement

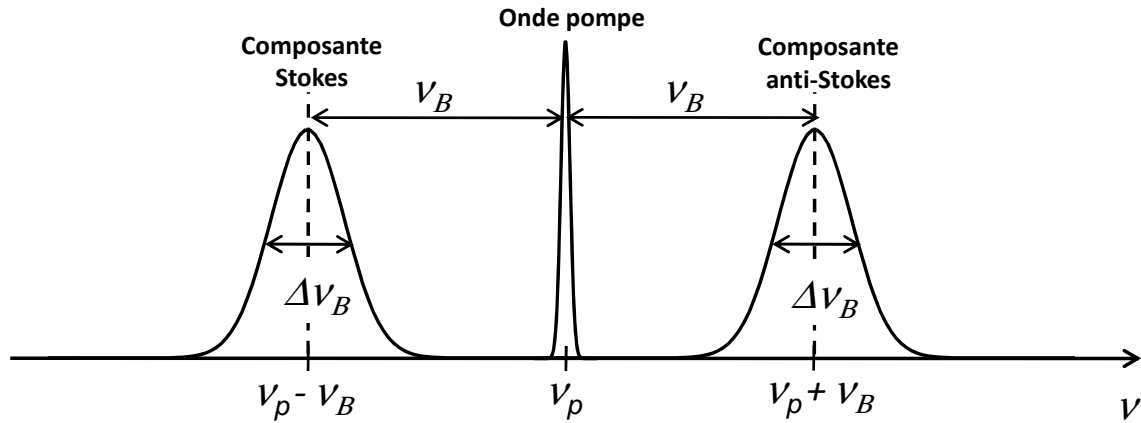


FIGURE 3.3 – Représentation spectrale de la diffusion Brillouin dans une fibre optique.

dans les fibres en silice, les ondes acoustiques ne se propagent que sur des courtes distances<sup>1</sup>; leur intensité présentant une décroissance exponentielle caractérisée par un coefficient d'amortissement  $\Gamma_B$ .

Ce coefficient d'amortissement induit une décroissance exponentielle de l'amplitude de l'onde acoustique. Le spectre d'une onde acoustique amortie de fréquence  $\nu_B$  obtenu par une transformée de Fourier est alors de type Lorentzien et la largeur  $\Delta\nu_B$  du pic de diffusion Brillouin à mi hauteur est donnée par:

$$\Delta\nu_B = \frac{\Gamma_B}{\pi} \quad (3.7)$$

Généralement, on utilise plus souvent la notion de temps de vie des phonons acoustiques  $\tau_a$  qui n'est autre que l'inverse de l'amortissement acoustique  $\Gamma_B$ . Dans la littérature, nous trouvons deux définitions pour  $\tau_a$ . Notamment [88] :

$$\Delta\nu_B = \frac{1}{\pi\tau_a} \quad (3.8)$$

ou alors [140] :

$$\Delta\nu_B = \frac{1}{2\pi\tau_a} \quad (3.9)$$

Nous allons adopter la définition donnée par l'équation<sup>2</sup> (3.9)

**Ce processus de diffusion spontané reste très faible car seule une petite partie de l'énergie de pompe est rétrodiffusée. Il est pourtant fondamental car il amorce la diffusion Brillouin stimulée que nous allons maintenant détailler.**

1. Dans la silice le temps de vie des phonons est de l'ordre de 10 ns et la vitesse des ondes acoustiques  $V_a$  de  $\approx 6000\text{m/s}$ . Ce qui fait que la distance parcourue par les ondes acoustiques avant d'être complètement atténuées est de l'ordre de quelques dizaines de micromètres.

2. Les détails du calcul amenant à favoriser l'utilisation de la définition (3.9) sont donnés dans la partie 2.2.1.4 du manuscrit de thèse de MAFANG [145]

### 3.1.2 La diffusion Brillouin stimulée (SBS)

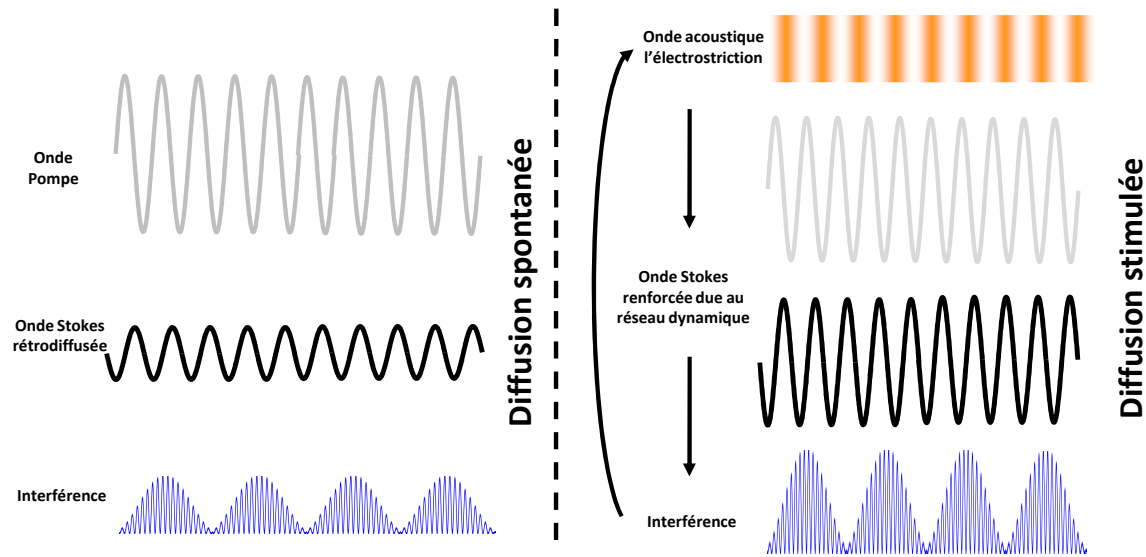


FIGURE 3.4 – Représentation schématique de la SBS.

*Le battement entre l'onde pompe et l'onde Stokes crée par électrostriction une onde acoustique qui diffuse l'onde pompe et par conséquent renforce l'onde Stokes.*

Comme on l'a vu précédemment, la diffusion Brillouin spontanée est le résultat de l'interaction entre une onde pompe et des phonons acoustiques induits par agitation thermique. Une petite partie de la puissance de pompe est rétrodiffusée créant une composante Stokes et une anti-Stokes toutes deux décalées de  $\nu_B$  par rapport à la fréquence optique de la pompe.

L'onde Stokes ainsi générée interfère avec l'onde pompe. Puisque l'onde Stokes a subi un décalage de fréquence  $\nu_B$  par rapport à l'onde de pompe lors de sa diffusion, l'interférence entre les deux ondes génère un battement d'intensité électromagnétique. L'enveloppe de ces interférences vibre à la fréquence  $\nu_B$  et se propage à la vitesse  $V_A$  dans la direction de l'onde pompe. Via le phénomène de l'électrostriction<sup>3</sup>, une nouvelle onde acoustique, toujours à la même fréquence  $\nu_B$  et se propageant à la même vitesse acoustique  $V_A$  est créée. Elle est ainsi en mesure d'interagir avec l'onde pompe, pour former une nouvelle onde Stokes et ainsi de suite... Ce processus en boucle (schématisé sur la figure 3.4) est appelé diffusion Brillouin stimulée (SBS) et représente un gain, qu'on appelle "gain Brillouin", pour l'onde Stokes qui sera exploité dans les chapitres suivants dans le cas d'un laser Brillouin.

Il est intéressant de noter que, en raison de la condition de conservation d'énergie, la diffusion Stokes génère des phonons, tandis que la diffusion anti-Stokes les absorbe. Comme le montre la figure 3.5, la population de phonons anti-Stokes est alors décimée lorsque le régime stimulé se met en marche et la diffusion Brillouin anti-Stokes disparaît alors rapidement.

3. On rappelle qu'il existe, dans le matériau (silice) un phénomène appelé électrostriction consistant en la déformation du matériau au passage d'une onde d'intensité électromagnétique. Sous l'effet d'un champ électrique, les molécules se polarisent et migrent vers les zones où le champ est le plus fort; ce qui a pour conséquence de comprimer la matière et augmenter l'indice de réfraction de ces zones.

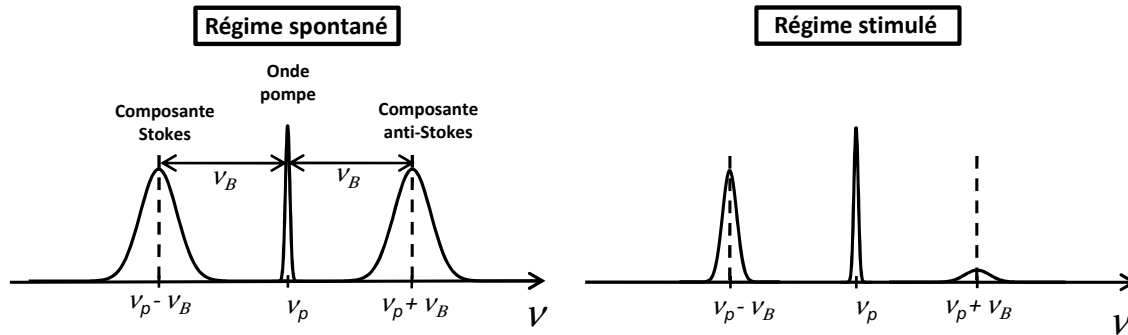


FIGURE 3.5 – Représentation spectrale de la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre.  
 Dans le cas de la SBS, la population de phonons responsable de la diffusion anti-Stokes disparaît rapidement, alors que celle responsable de la diffusion Stokes augmente.

### 3.1.2.1 Générateur et amplificateur Brillouin

En diffusion stimulée, nous pouvons considérer la fibre comme un milieu amplificateur pour l'onde Stokes tout au long de sa propagation. Suivant que l'onde Stokes est issue de la diffusion Brillouin spontanée ou d'une autre onde introduite dans le milieu, on distingue plusieurs configurations notamment :

**Générateur :** Seule la pompe est injectée dans la fibre et l'onde Stokes est amorcée par le phénomène de diffusion Brillouin spontanée via le bruit thermique comme illustré sur la figure 3.6 (a). Le générateur est par conséquent intrinsèquement bruyant.

**Amplificateur :** On se place alors dans un système pompe - sonde. La pompe est injectée d'un côté de la fibre et un petit signal est introduit à l'autre extrémité (figure 3.6 (b)). Si sa fréquence satisfait les conditions de résonance Brillouin alors la sonde est amplifiée. La limite de gain apparaît lorsque la pompe est très fortement déplétée.

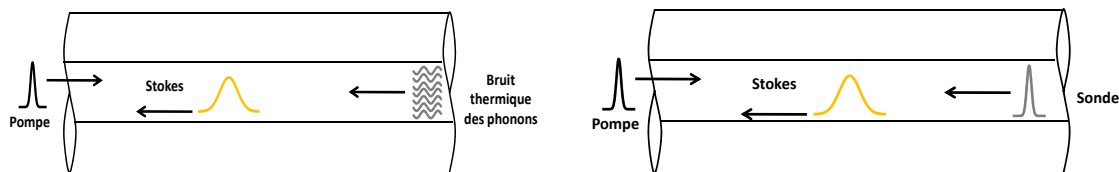


FIGURE 3.6 – (a) Générateur Brillouin et (b) amplificateur Brillouin selon BOYD.

**Laser :** Une émission laser est obtenue à l'aide d'une rétroaction. Le schéma de principe est identique à celui d'un laser classique, où un milieu amplificateur est inséré dans une cavité optique. Par contre les mécanismes permettant l'obtention du gain diffèrent. Ce point sera développé dans le chapitre suivant.



Paramètres	Valeurs numériques
Indice réfraction $n$	1,45
Coefficient élasto optique $p_{12}$	0,285
Densité $\rho_0$	$2,21 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^2$
Vitesse acoustique $V_A$	$5996 \text{ m/s}$

TABLE 3.1 – Paramètres pour calculer le gain Brillouin dans une fibre en silice

### 3.1.3 Le coefficient de gain Brillouin

Le coefficient de gain Brillouin  $g_B(\nu)$  caractérise l'accroissement de l'onde Stokes rétrodiffusée. Si on fait l'hypothèse que l'onde sonore s'amortit exponentiellement, le spectre spontané de gain Brillouin dans un milieu homogène est une Lorentzienne de la forme suivante [140, 146] :

$$g_B(\nu) = g_B \frac{(\Delta\nu_B/2)^2}{[(\Delta\nu_B/2)^2 + (\nu - \nu_B)^2]} \quad (3.10)$$

où le coefficient de gain Brillouin  $g_B$  est la valeur maximale obtenue à la fréquence Brillouin du matériau, c'est à dire à  $\nu = \nu_B$  [88] :

$$g_B = \frac{2\pi n^7 p_{12}^2}{c\rho_0 \lambda_p^2 \Delta\nu_B V_A} \quad (3.11)$$

où  $p_{12}$  est le coefficient élasto-optique et  $\rho_0$  la masse volumique du matériau. La largeur à mi-hauteur  $\Delta\nu_B$  est de 30 MHz. Les valeurs de ces paramètres sont compilées dans le tableau 3.1. Au final, cela nous donne un  $g_B = 2,2 \cdot 10^{-11} \text{ m/W}$ .

### 3.1.4 Le spectre de diffusion Brillouin

Le spectre de diffusion Brillouin est un paramètre très important car, d'une part, il nous donne une indication sur la composition de la fibre et, d'autre part, il nous renseigne sur les modes acoustiques se propageant dans la fibre. En régime spontané, le spectre de la courbe de gain Brillouin a un profil Lorentzien car il dépend directement de l'atténuation des phonons dans la fibre (3.7).

En régime stimulé, ce spectre évolue en un profil Gaussien et se rétrécit au fur et à mesure que la puissance injectée dans la fibre augmente car le nombre de phonons créés augmente de manière importante autour de la fréquence Brillouin. D'après le modèle de GAETA et BOYD, la forme du spectre Brillouin peut être prédite en prenant en compte un paramètre qu'ils ont nommé le gain simple passage et défini comme tel [147]:

$$G = \frac{0.7 g_B P_{pompe} L}{A_{eff}} \quad (3.12)$$

où  $L$  est la longueur de la fibre,  $P_{pompe}$  la puissance injectée,  $A_{eff}$  l'aire effective du mode et  $g_B$  le coefficient de gain Brillouin. Pour des valeurs de  $G < 20$ , on est en régime spontané et on

rappelle que  $\Delta\nu_B$  est défini par l'équation (3.9). Au delà de 20, on atteint la diffusion Brillouin stimulée dans la fibre et la largeur spectrale de l'onde Stokes devient :

$$\Delta\nu_B = \frac{1}{2\pi \cdot \tau_a} \sqrt{\frac{\ln(2)}{G}} \quad (3.13)$$

La valeur de  $\Delta\nu_B$  s'affine au fur et à mesure que  $P_{pompe}$  augmente pour, au final, saturer à une valeur fixe  $\Delta\nu_{SBS}$  que nous utiliserons pour désigner la largeur spectrale de l'onde Stokes à cette valeur de saturation (figure 3.7).

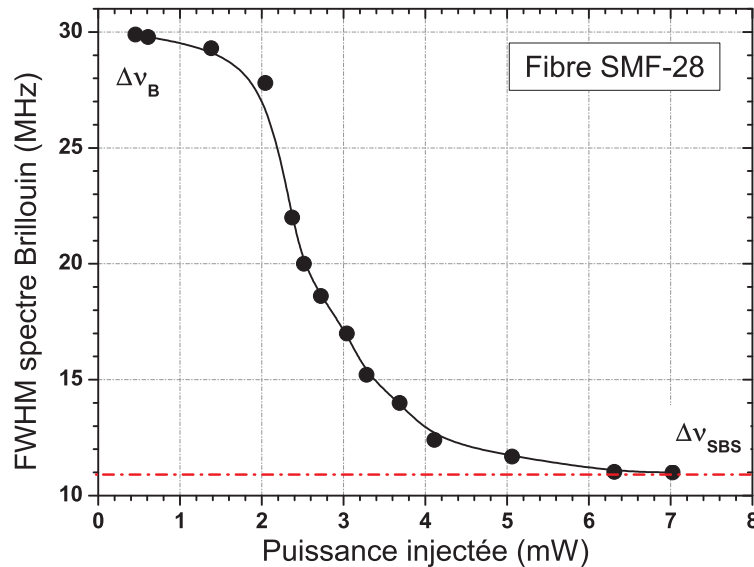


FIGURE 3.7 – FWHM du spectre Brillouin pour différentes puissance injectées.

$\Delta\nu_B$  désigne généralement la largeur à mi-hauteur en régime spontané. Quand la puissance injectée augmente,  $\Delta\nu_B$  s'affine pour saturer à une valeur fixe  $\Delta\nu_{SBS}$ . Dans une fibre silice classique,  $\Delta\nu_B \approx 30$  MHz et  $\Delta\nu_{SBS} \approx 10$  MHz donnée par la ligne pointillé rouge.

### 3.1.5 Le seuil Brillouin

Il existe une puissance critique, qu'on appellera le seuil Brillouin  $P_{SBSST}$  (Stimulated Brillouin Scattering Threshold power), au delà duquel le régime stimulé Brillouin prend le dessus sur le régime spontané. Au delà de cette valeur, l'intensité de l'onde Stokes augmente de manière exponentielle dans la direction opposée à la propagation et la majeure partie de la puissance injectée est transférée sur l'onde Stokes. Ce seuil est très important, surtout dans le domaine des télécommunications optiques, afin de pouvoir prédire la puissance de pompe maximale qui peut être injectée dans une longueur de fibre donnée avant une quelconque dégradation du rapport signal sur bruit.

#### 3.1.5.1 Définition du seuil Brillouin

Il existe dans la littérature plusieurs définitions pour la puissance seuil  $P_{SBSST}$  de la diffusion Brillouin stimulée [148–150]. Cependant toutes ces définitions ont la même approche, notamment

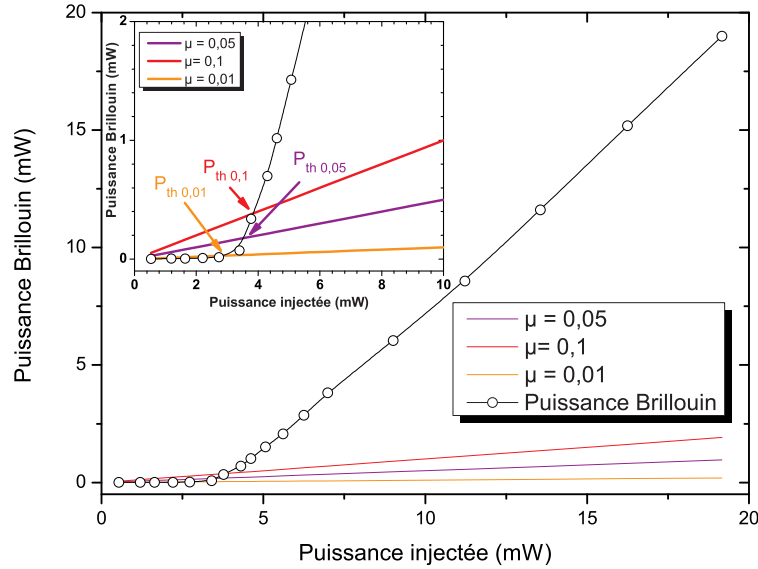


FIGURE 3.8 – Puissance seuil Brillouin pour différentes définitions du seuil.

la comparaison de la puissance de l'onde Stokes rétrodiffusée à une fraction  $\mu$  du signal de pompe. Il est donc important de bien préciser la définition utilisée car, comme on peut le voir sur la figure 3.8, le seuil Brillouin sera différent pour différentes valeurs de  $\mu$ .

Généralement les valeurs  $\mu = 1$  [88, 112, 151] et  $\mu = 0,01$  [148–150] sont utilisées. Pour toutes les mesures faites durant cette thèse, la définition  $\mu = 0,01$  a été adoptée pour le calcul de la  $P_{SBST}$ . Ainsi la condition pour atteindre le SBST est la suivante :

$$P_s(0) = \mu P_0 \quad (3.14)$$

### 3.1.5.2 Calcul du seuil Brillouin dans une fibre optique

La formule couramment utilisée pour calculer le seuil Brillouin dans une fibre optique est la suivante [88, 129, 151, 152]:

$$P_{SBST} \approx 21 \frac{A_{eff} \cdot K}{L_{eff} \cdot g_B} \quad (3.15)$$

où  $A_{eff}$  est l'aire effective,  $K$  une constante liée à la polarisation entre l'onde pompe et l'onde Stokes. Il existe plusieurs définitions données dans la littérature pour la valeur de  $K$ . D'après les travaux de STOLEN, sa valeur peut varier entre 1 et 2 dépendant de la longueur de la fibre, sa biréfringence

$K$  prend la valeur de 1,5 pour une fibre standard et la valeur de 1 pour une fibre à maintien de polarisation en configuration générateur [153]. Cette formule a été démontrée pour la première fois par SMITH en 1972 [151] (les détails pour arriver à cette équation sont donnés dans l'Annexe A) en utilisant la série des équations suivantes détaillées succinctement par KOPYAKOV et ses collaborateurs [146] :

Paramètres	Smith (1,55 $\mu\text{m}$ )	SMF-28	Silice MOF	AsSe MOF
$A_{eff}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	100	78	2,4	8
$\Delta\nu_B$ (MHz)	50	30	28	22
$\nu_B$ (GHz)	16,6	10,85	10,05	7,95
$\alpha$ (dB/km)	20	0,2	17	1000
L (m)	300	300	30	3
C	21	19	18	22

TABLE 3.2 – Paramètres pour calculer C pour  $\mu = 1$ 

$$P_{SBST} = C \frac{A_{eff} \cdot K}{L_{eff} \cdot g_B} \quad (3.16)$$

où

$$C = \Psi \left( 1 + \frac{\frac{3}{2} \ln(\Psi)}{\Psi - \frac{3}{2}} \right) \quad (3.17)$$

avec

$$\Psi = -\ln \left[ \frac{2\sqrt{\pi}\gamma\Theta}{\mu\alpha} e^{-\alpha L} (1 - e^{-\alpha L}) \right] \quad (3.18)$$

et

$$\Theta = \frac{K \cdot T \cdot \nu_p \cdot \Delta\nu_B}{2 \cdot \nu_B} \quad (3.19)$$

mais encore

$$\gamma = \frac{g_B}{A_{eff} \cdot K} \quad (3.20)$$

$C = 21$  a été déduit en prenant en compte une perte linéique de 20 dB/km pour la fibre silice, une définition du seuil Brillouin où  $\mu = 1$  ainsi que d'autres paramètres résumés dans la colonne "Smith" du tableau 3.2. Avec les progrès accomplis depuis sur la fabrication des fibres optiques, on atteint des valeurs pour  $\alpha$  de l'ordre de 0,2 dB/km de nos jours. En prenant en compte cette valeur et en refaisant le même raisonnement que SMITH, nous obtenons  $C = 19$ . Il serait donc plus judicieux, dans le cas d'une fibre silice standard, de remplacer le 21 par 19 pour déterminer la puissance critique Brillouin comme le suggèrent aussi ces travaux [148, 149, 154] et la figure 3.9 sur laquelle nous avons tracé la dépendance de la valeur de C pour une fibre silice ayant les mêmes paramètres qu'une fibre type SMF-28 pour différentes pertes de transmission.

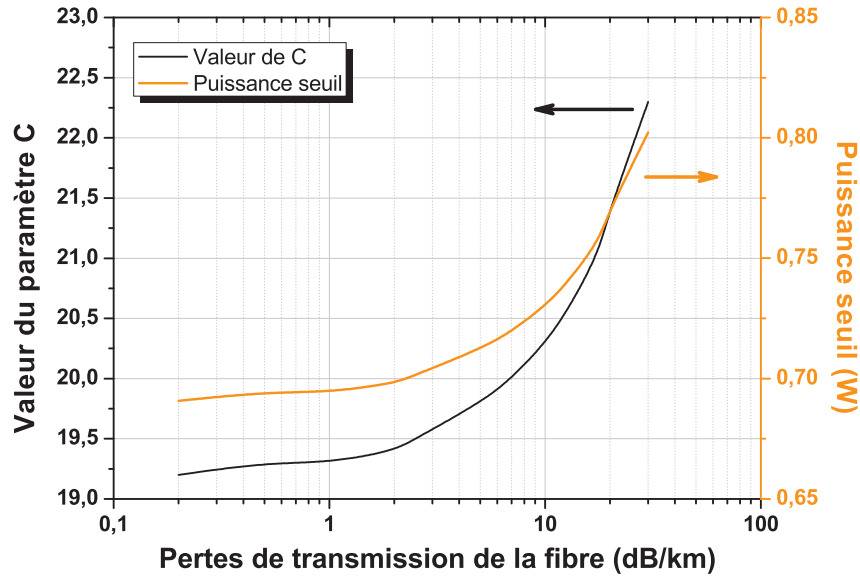


FIGURE 3.9 – Seuil Brillouin  $P_{SBST}$  et paramètre  $C$  pour différentes pertes de transmission de la fibre.  
La valeur de  $C$  et le seuil Brillouin  $P_{SBST}$  dépendent des pertes de transmission de la fibre.

Type de fibre	$C (\mu = 1)$	$C (\mu = 0.01)$
SMF-28	19	15
Silice MOF	18	13
AsSe MOF	22	17

TABLE 3.3 – Valeurs de  $C$  pour différentes définitions

En prenant la constante de Boltzmann  $k$  et la température  $T$  comme respectivement  $1,38 \cdot 10^{-23}$  J/K et 300 K et les paramètres des fibres microstructurées en silice et en verre de chalcogénure AsSe (tableau 3.2) qui ont été utilisées durant la thèse, nous obtenons des valeurs de  $C$  égale à 18 et 22 respectivement pour des MOFs en silice et en verre de chalcogénure.

Notons aussi que le calcul de  $C$  prend aussi en compte d'autres paramètres de la fibre (longueur de fibre, largeur de la courbe de gain Brillouin, fréquence du décalage Brillouin) ainsi que la définition du seuil Brillouin utilisée. Ainsi, comme le montre le tableau 3.3, la valeur de  $C$  passe à 15 dans une fibre silice standard et à 13 dans une fibre microstructurée en verre de chalcogénure si l'on prend comme définition le seuil Brillouin comme la puissance Brillouin équivalente à 1 % de la puissance injectée dans la fibre.

### 3.1.5.3 Influence de la largeur spectrale de la pompe

$$P_{SBST} = C \frac{A_{eff} \cdot K}{L_{eff} \cdot g_B} \left( \frac{\Delta \nu_p \otimes \Delta \nu_B}{\Delta \nu_B} \right) \quad (3.21)$$

La convolution ( $\Delta\nu_p \otimes \Delta\nu_B$ ) devient :

- $(\Delta\nu_p^2 + \Delta\nu_B^2)^{1/2}$  si la pompe et la bande de gain ont tous deux des profils Gaussiens;
- $(\Delta\nu_p + \Delta\nu_B)$  si la pompe et la bande de gain ont tous deux des profils Lorentziens [154].

Si la largeur spectrale de la pompe est supérieure à 1 MHz, elle ne peut plus être négligée dans le calcul du seuil.

**Pour toutes les caractérisations Brillouin effectuées durant cette thèse, une pompe optique ayant une largeur spectrale  $\Delta\nu_p$  bien inférieure à 1 MHz a été utilisée de sorte à ce que la convolution ( $\Delta\nu_p \otimes \Delta\nu_B$ ) tende vers  $\Delta\nu_B$ . Ainsi, l'équation (3.21) se simplifie à l'équation (3.16).**

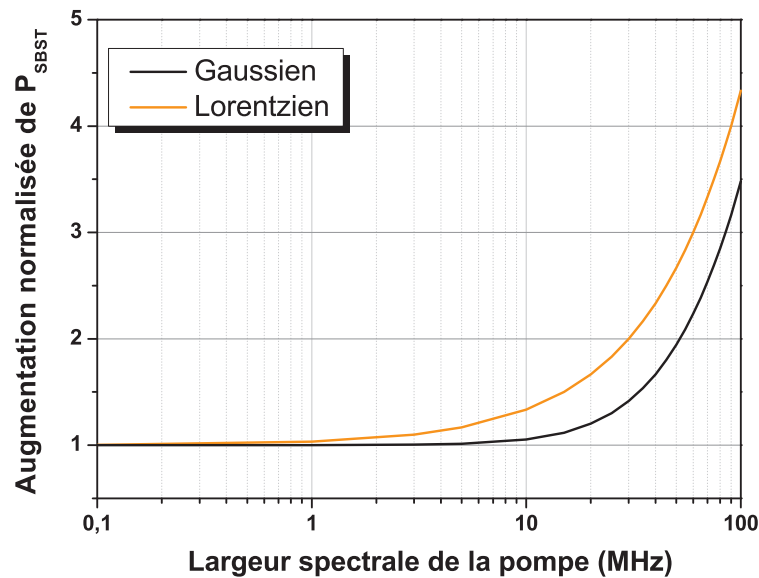


FIGURE 3.10 – Seuil Brillouin  $P_{SBST}$  en fonction de la largeur spectrale de la pompe.

*Nous remarquons que le seuil Brillouin  $P_{SBST}$  d'une fibre augmente si la largeur spectrale de la pompe est supérieure à 1 MHz.*

## 3.2 Etude expérimentale de la diffusion Brillouin

La rétrodiffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique peut être expérimentalement caractérisée en analysant le spectre de diffusion Brillouin dans la fibre. Dans l'espace des fréquences, elle est une distribution de type Lorentzien ou Gaussien dépendant de la puissance injectée dans la fibre. A une longueur d'onde de pompe donnée, il est défini par trois paramètres : son décalage Brillouin  $\nu_B$ , sa largeur à mi-hauteur (FWHM) et son coefficient de gain Brillouin  $g_B$ . Ces paramètres sont bien connus pour les fibres dites classiques en silice (exemple SMF-28 de Corning) et quelques études expérimentales ont permis de déterminer ces paramètres dans des fibres en verre de chalcogénure [129, 138, 139]. Cependant, la diffusion Brillouin n'a pas encore été étudiée de façon exhaustive dans des fibres microstructurées en verre de chalcogénure. En effet le rajout d'une microstructure dans le cœur de la fibre peut modifier la génération et le couplage des ondes optiques et acoustiques; les dimensions des trous de la microstructure étant de l'ordre de quelques microns.

Par conséquent, la microstructure peut avoir un impact sur les trois paramètres qui gouvernent la rétrodiffusion Brillouin et donc sur le seuil Brillouin de la fibre comme démontré dans des fibres microstructurées en silice [150, 152, 155].

### 3.2.1 Estimation du coefficient du gain Brillouin via la mesure du seuil Brillouin

La mesure du seuil Brillouin d'une fibre optique nécessite de mesurer les puissances transmise et rétrodiffusée en fonction de la puissance injectée dans la fibre. Le banc représenté sur la figure 3.11 permet la mesure des différentes puissances mises en jeu.

#### 3.2.1.1 Banc expérimental

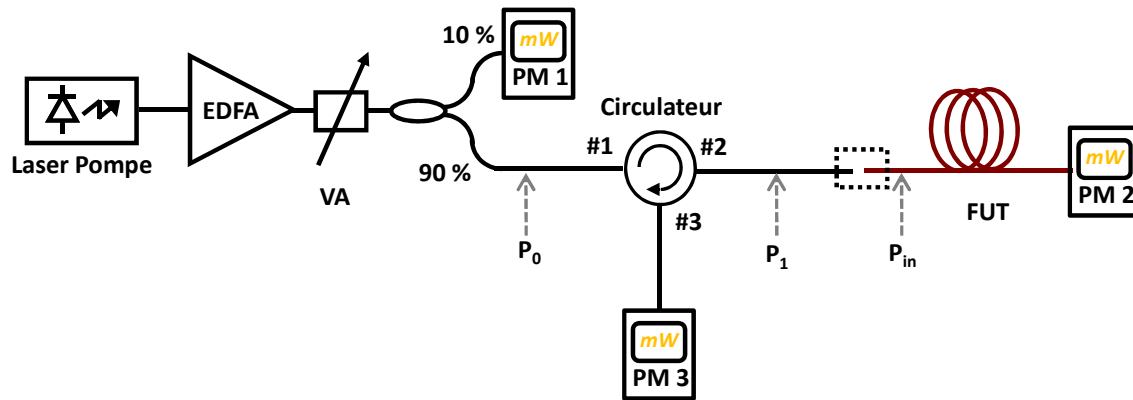


FIGURE 3.11 – Banc de mesure du seuil de la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre.  
 EDFA : Amplificateur à fibre Erbium; FUT : Fibre testée; PM : Puissance mètre; VA : Atténuateur Variable;  
 $P_{in}$  : puissance injectée dans la fibre.

Le banc utilisé pour mesurer le seuil Brillouin dans une fibre est représenté sur la figure 3.11. Une source accordable, Agilent, émettant à 1550 nm a été utilisée comme laser de pompe. La largeur à mi-hauteur de ce laser a été mesurée à 70 kHz. La sortie de ce laser est amplifiée à l'aide d'un amplificateur optique à fibre dopé Erbium (EDFA) avant d'être injectée dans la fibre optique que nous voulons caractériser (FUT, Fiber Under Test) via le port n°2 d'un circulateur optique. Un atténuateur variable (VA, Variable Attenuator) ainsi qu'un coupleur 90/10 ont été placés en amont du port n°1 du circulateur pour varier et mesurer la puissance de pompe injectée dans la FUT. La puissance rétrodiffusée est relevée à l'aide d'un puissance mètre placé sur le port n°3 du circulateur.

Dans ce dispositif, il est essentiel de bien caractériser, en termes de pertes, chaque composant optique constituant le banc car nous cherchons à savoir la puissance exacte injectée dans la fibre,  $P_{in}$  et non la puissance délivrée en sortie de l'amplificateur. A partir de la mesure collectée sur PM 1, nous pouvons remonter successivement à la puissance en entrée du circulateur  $P_0$ , en connaissant la répartition exacte de la puissance entre les deux bras du coupleur, et à la puissance  $P_1$  en retranchant les pertes associées au circulateur. Ne reste alors que les pertes de couplage (ou de soudure si la sortie n°2 du circulateur est soudée à la fibre à tester) à prendre en considération pour remonter à la valeur de  $P_{in}$ .

Pour calculer avec précision les pertes de couplage, une puissance optique connue  $P_i$ , suffisamment faible afin de ne pas créer des effets non-linéaire dans la fibre, est injectée dans la fibre et la puissance en sortie,  $P_{out}$  mesurée. Ainsi la différence entre  $P_i$  et  $P_{out}$  nous donne les pertes totales. En prenant en compte la valeur des pertes linéiques de la fibre testée (FUT), fournie par le fabricant de fibre, nous arrivons à déterminer les pertes de couplage.

## 3.2.2 Caractérisation du spectre de diffusion Brillouin

### 3.2.2.1 Etat de l'art des méthodes utilisées

La méthode la plus "évidente" pour étudier le spectre de diffusion Brillouin est d'analyser le signal rétrodiffusé à l'aide d'un analyseur de spectre optique (OSA). Cependant, le décalage Brillouin est généralement d'une dizaine de Gigahertz dans une fibre optique alors que la FWHM du spectre de diffusion Brillouin est de l'ordre de quelques dizaines de Mégahertz; ce qui requiert des OSA avec des résolutions au minimum de l'ordre du MHz. Or, la résolution des OSA "classiques" est typiquement de quelques Gigahertz ( $\approx 10$  GHz). Ce qui nous a amené à trouver plusieurs autres méthodes pour l'étude du spectre de diffusion Brillouin dont :

- la méthode de "réflectométrie" qui a permis la première mesure de la diffusion Brillouin dans une fibre optique en 1972 par IPPEN [22]. L'onde Stokes rétrodiffusée a été étudiée en utilisant un spectromètre de Fabry-Perot. Une largeur spectrale de 74 MHz ainsi qu'un décalage Brillouin de 37 GHz ont été mesurées à une longueur d'onde de 535 nm. Cette méthode est simple mais limitante de part la résolution du Fabry-Perot pour mesurer avec précision la fréquence Brillouin. La résolution a été améliorée par GAETA [147] en utilisant un Fabry-Perot avec un ISL de 6 GHz. Cela a permis de démontrer que le spectre de la courbe de gain Brillouin a un profil Lorentzien pour les faibles puissances mais s'affine spectralement en prenant un profil Gaussien quand la puissance augmente.
- la technique dite pompe-sonde. Cette méthode requiert l'utilisation de 2 ondes; une onde dite "pompe" ayant une longueur d'onde fixe pour générer de l'effet Brillouin dans la fibre et une onde dite "sonde", dont la longueur d'onde est ajustée afin d'effectuer un balayage fréquentiel autour du spectre de diffusion Brillouin. La détection de l'intensité de l'onde sonde amplifiée permet de reconstruire spectralement la courbe de gain Brillouin. Par contre, cette technique nécessite une très grande stabilité des deux sources laser. Pour contourner cette difficulté, il suffit d'utiliser une seule source laser. Cette technique, mise en place par NIKLÈS [156] demande l'utilisation d'un modulateur electro-optique dont la fréquence de commande est de l'ordre du décalage Brillouin dans la fibre.
- la méthode hétérodyne, qui consiste à mesurer le signal de battement entre l'onde pompe et l'onde Stokes rétrodiffusée dans le domaine électrique. Elle a été utilisée pour la première fois par TKACH pour mesurer la concentration en Germanium des fibres optiques [157].



Nous avons utilisé cette dernière méthode tout au long de ce travail de thèse pour plusieurs raisons. Tout d’abord, on peut atteindre une très haute résolution spectrale (l’ordre du kHz) car la mesure dépend de la résolution de l’analyseur de spectre électrique utilisé et non celle du Fabry-Perot ou de l’analyseur de spectre optique. De plus, la technique pompe-sonde est plus complexe à mettre en place et implique l’utilisation de plusieurs autres composants tels qu’un modulateur electro-optique et un générateur micro-onde.

### 3.2.2.2 Mesure de la largeur du spectre Brillouin par détection hétérodyne

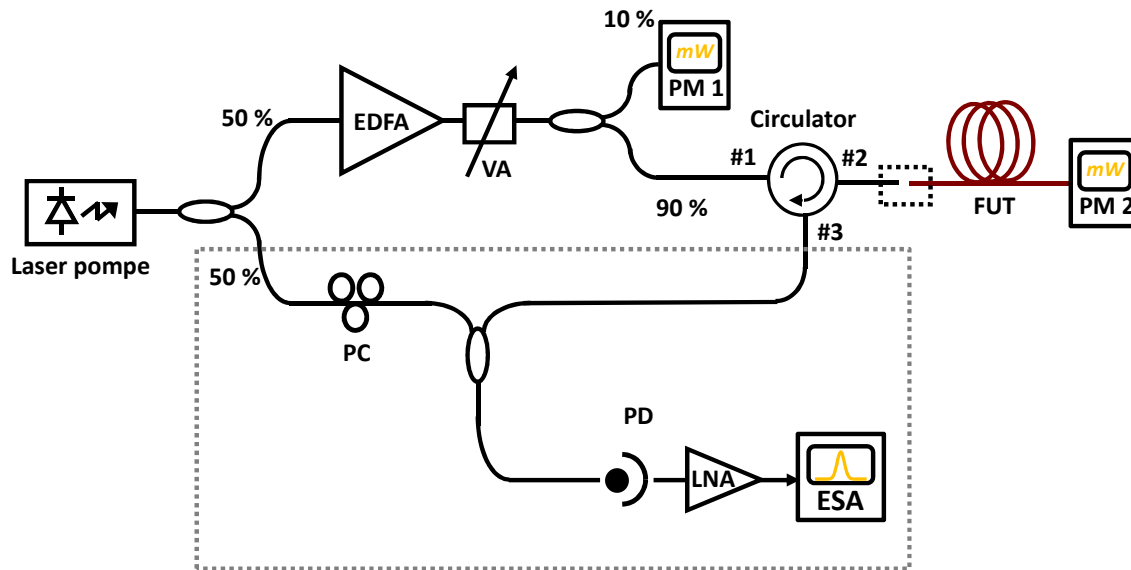


FIGURE 3.12 – Banc de mesure du seuil de la diffusion Brillouin stimulée.

*EDFA : Amplificateur à fibre Erbium; FUT : Fibre testée; PM : Puissance mètre; VA : Atténuateur Variable; PC : contrôleur de polarisation; ESA : Analyseur de spectre électrique; PD : Photodétecteur; LNA : amplificateur RF bas-bruit.*

Le battement entre l’onde Stokes générée par la SBS et l’onde pompe, qui déclenche ce processus, donne un signal exploitable dans le domaine radiofréquence (RF). Cette méthode, appelée détection hétérodyne que nous avons déjà détaillée dans la partie 1.5.2.1, met à profit la résolution spectrale électrique qui est bien meilleure que la résolution optique.

Le montage expérimental est représenté sur la figure 3.12. La puissance émise par le laser de pompe est répartie dans les deux bras d’un coupleur 50/50 qu’on appellera bras “pompe” et bras “référence”. Le signal issu du bras “pompe” est amplifié par un EDFA avant d’être injecté dans la fibre via un circulateur optique afin de générer une onde Stokes rétrodiffusée. Cette onde Stokes est mélangée au signal du bras “référence” à l’aide d’un coupleur 50/50. Le signal de battement résultant est transformé en signal électrique par une photodiode rapide (bande passante de 20 GHz) amplifiée et étudié à l’aide d’un analyseur de spectre électrique (ESA, Electrical Spectrum Analyzer). Notons qu’un contrôleur de polarisation (PC, Polarization Controller) est généralement inséré dans un des deux bras du coupleur afin de maximiser l’amplitude du signal de battement.

Pour ces mesures, nous avons utilisé le laser pompe le plus fin spectralement que nous avons; soit un laser à fibre Koheras ayant une largeur spectrale de l'ordre du kHz, ce qui est très inférieure à la largeur d'un spectre de diffusion Brillouin. Nous pouvons, dès lors, considérer que le battement entre les deux ondes pompe et Stokes correspond au spectre de diffusion Brillouin; le laser pompe agissant comme oscillateur local.

### 3.2.3 Validation des bancs de mesure dans une fibre standard silice

Pour valider les deux bancs et les protocoles de mesures décrits précédemment, nous avons caractérisé la diffusion Brillouin en utilisant une bobine de 26 km de fibre SMF-28 afin d'y extraire les paramètres Brillouin et de les comparer aux valeurs données dans la littérature.

#### 3.2.3.1 Mesure de la puissance seuil Brillouin

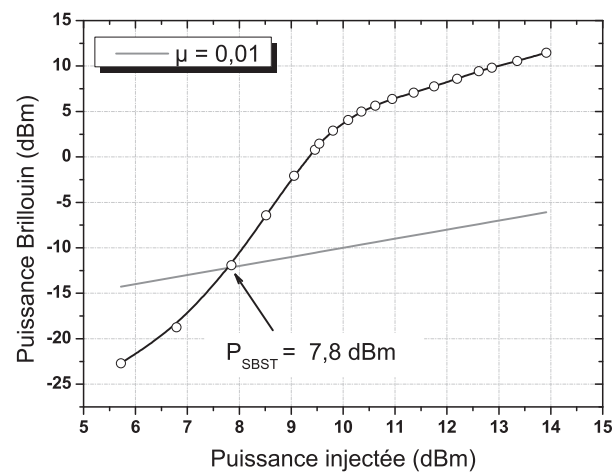


FIGURE 3.13 – Puissance Brillouin en fonction de la puissance de pompe dans une fibre silice SMF-28 de 26 km.

Pour déterminer le seuil Brillouin de la bobine de fibre SMF-28 utilisée, la puissance Brillouin en fonction de la puissance de pompe injectée dans la fibre est tracée et la valeur de puissance injectée pour laquelle la puissance Brillouin équivaut à 1% de la puissance injectée est recherchée comme indiquée sur la figure 3.13. Un seuil Brillouin de 7,8 dBm ( $\approx 6 \text{ mW}$ ) a été mesuré.

Une estimation assez précise du seuil Brillouin peut être calculée, pour une longueur d'onde de 1550 nm, à partir de l'équation (3.16) en prenant en compte les paramètres suivant :  $A_{eff} = 78 \mu\text{m}^2$ ;  $K = 1,5$ ;  $\alpha_{dB} = 0,2 \text{ dB/km}$ ;  $L = 26 \text{ km}$  (soit  $L_{eff} = 15,2 \text{ km}$ );  $g_B = 2 \cdot 10^{-11} \text{ m/W}$  et  $C = 15$ .

Au final, on a une puissance seuil estimée de 6,2 mW ce qui est en accord avec les 6 mW mesuré.

De la même façon, le coefficient du gain Brillouin dans une fibre peut être déduit en mesurant le seuil Brillouin dans la fibre et en appliquant la même équation (3.16), soit

$$g_B = C \frac{A_{eff} \cdot K}{L_{eff} \cdot P_{SBST}} \quad (3.22)$$

### 3.2.3.2 Caractérisation et FWHM du spectre de diffusion Brillouin

Les spectres de diffusion Brillouin pour différentes puissances de pompe injectées dans la fibre ont été prélevés. On remarque également sur la figure 3.14 que les différents spectres Brillouin obtenus pour les faibles puissances ont tous une forme Lorentzienne, caractéristique de la diffusion Brillouin spontanée alors qu'elle a un profil Gaussien lorsque la puissance injectée est relativement grande [147].

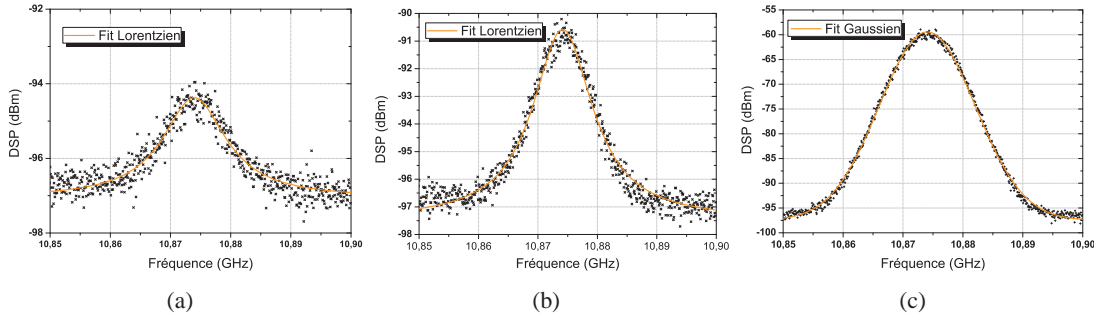


FIGURE 3.14 – Spectre de la courbe de gain Brillouin pour une puissance injectée dans la fibre de (a) 0,4 dBm (b) 4,1 dBm et (c) 9 dBm

La FWHM du spectre de diffusion peut être extraite à partir de ces données expérimentales en superposant les courbes expérimentales soit par une Lorentzienne ou par une Gaussienne. De cette approximation, l'équation correspondant au profil du spectre de diffusion est obtenue et à partir de celle-ci la largeur à mi-hauteur est calculée analytiquement.

L'évolution de la FWHM du spectre Brillouin en fonction de la puissance injectée dans la fibre silice est tracée sur la figure 3.15. Nous voyons que la FWHM pour les très basses puissances est de 29,5 MHz. Cette valeur décroît exponentiellement lorsque la puissance injectée augmente pour finalement stagner autour de 10 MHz, valeur typique du spectre de diffusion Brillouin en régime stimulé.

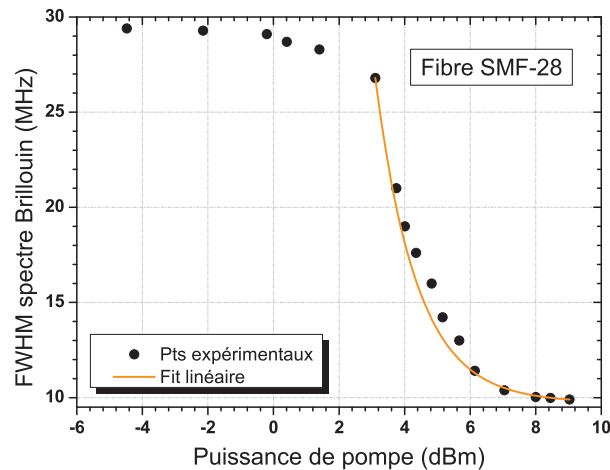


FIGURE 3.15 – Largeur à mi-hauteur (FWHM) en fonction de la puissance de pompe injectée.

### 3.3 Caractérisation Brillouin des fibres microstructurées en verre de chalcogénure

#### Etat de l'art

Les premiers travaux sur la mesure de la diffusion Brillouin dans les fibres optiques en verre de chalcogénure ont été menés par OGUSU en 2004 [158]. En utilisant le temps de vie des phonons ( $\approx 4ns$ ) dans les verres de chalcogénure à  $1,06 \mu m$ , un coefficient de gain Brillouin  $g_B$  au moins 20 fois plus élevé que dans des verres en silice a été estimé, plus précisément 20 fois plus dans les verres  $As_2S_3$  et 25 fois plus dans les verres  $As_2Se_3$ .

En 2005, ABEDIN est le premier à démontrer expérimentalement l'effet Brillouin dans une fibre monomode en verre de chalcogénure [129]. Avec seulement 5 mètres de fibre  $As_2Se_3$ , un seuil Brillouin de 85 mW a été obtenu en pompant de manière continue autour de 1550 nm. A partir de cette valeur de seuil Brillouin, un coefficient de gain Brillouin de  $6.10^{-9}$  m/W, soit 134 fois plus élevé que dans une fibre silice, a été estimé. Une fréquence Brillouin de 7,95 GHz ainsi qu'une FWHM du spectre Brillouin de 13,2 MHz en régime stimulé ont été mesurées en utilisant une détection hétérodyne. Ces résultats ont été confortés quelques mois plus tard [138] avec une valeur de  $g_B$  de  $6,75.10^{-9}$  m/W, soit légèrement supérieure à celle donnée par *Abedin* [129]. Dans ce même papier, un  $g_B$  de  $3,9.10^{-9}$  m/W a aussi été mesuré pour une fibre de composition  $As_2S_3$ .

Quant aux fibres microstructurées, la première caractérisation Brillouin a été faite en 2008 par FORTIER dans une fibre  $Ge_{15}Sb_{20}S_{65}$  [159]. Un gain Brillouin de  $8.10^{-10}$  m/W, un décalage Brillouin de 8,5 GHz et une largeur du spectre Brillouin de 9,5 MHz en régime stimulé ont été mesurés. Les différences entre ces valeurs et celles données par ABEDIN ont été attribuées à la différence de composition des deux fibres.

Par contre, aucun travail de recherche sur la caractérisation Brillouin des fibres microstructurées en verre d'arséniure de sélénium n'a été retrouvé dans la littérature. C'est pourquoi nous nous proposons de caractériser la fibre à cœur suspendu en AsSe (figure 3.16(a)) et la fibre microstructurée GeAsSe (figure 3.16(b)) utilisées dans le cadre du projet ATOS.

#### Fibres ATOS

Pour le projet ATOS, notre choix s'est porté tout naturellement sur les fibres microstructurées en verre de chalcogénure parce que le fort coefficient du gain Brillouin dans ces fibres associé à une aire effective réduite, apportée par la microstructure, permet de générer de la diffusion Brillouin stimulée à des niveaux de puissances acceptables (quelques dizaines à quelques centaines de mW dépendant de la longueur de fibre utilisée) dans des fibres de l'ordre du mètre. Ainsi les systèmes basés sur ces fibres sont rendus compacts et moins consommateurs en énergie.

Pour mesurer le coefficient du gain Brillouin dans la fibre à cœur suspendu AsSe, nous utilisons le même banc décrit dans la section 4.2.1.1 en ne remplaçant que la fibre SMF-28 par une fibre AsSe de 1 mètre. On rappelle que les fibres AsSe utilisées ont des aires effectives de l'ordre d'une dizaine de  $\mu m^2$ . Donc, l'injection de la pompe optique dans la fibre AsSe se fait en utilisant une fibre

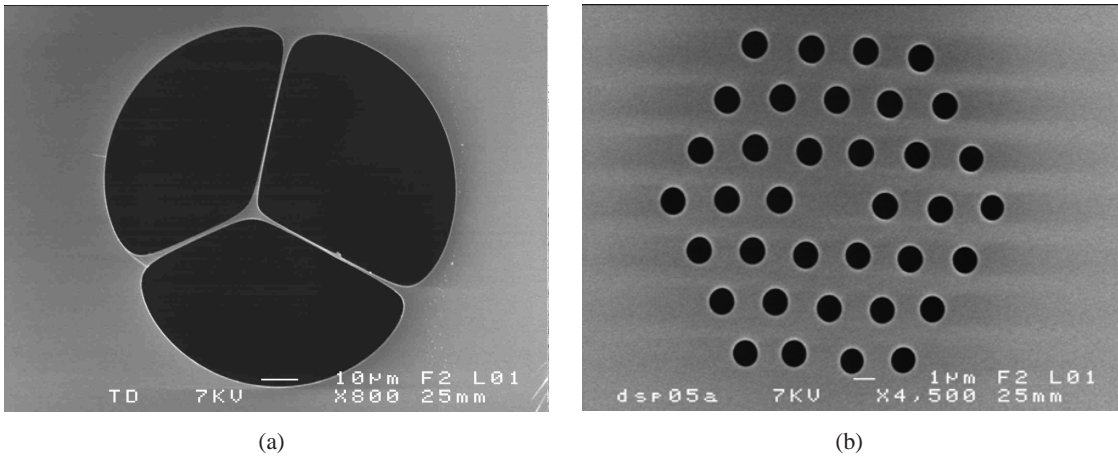


FIGURE 3.16 – Images MEB des fibres en verre de chalcogénure caractérisées dont (a) une fibre à cœur suspendu AsSe et (b) une fibre microstructurée GeAsSe

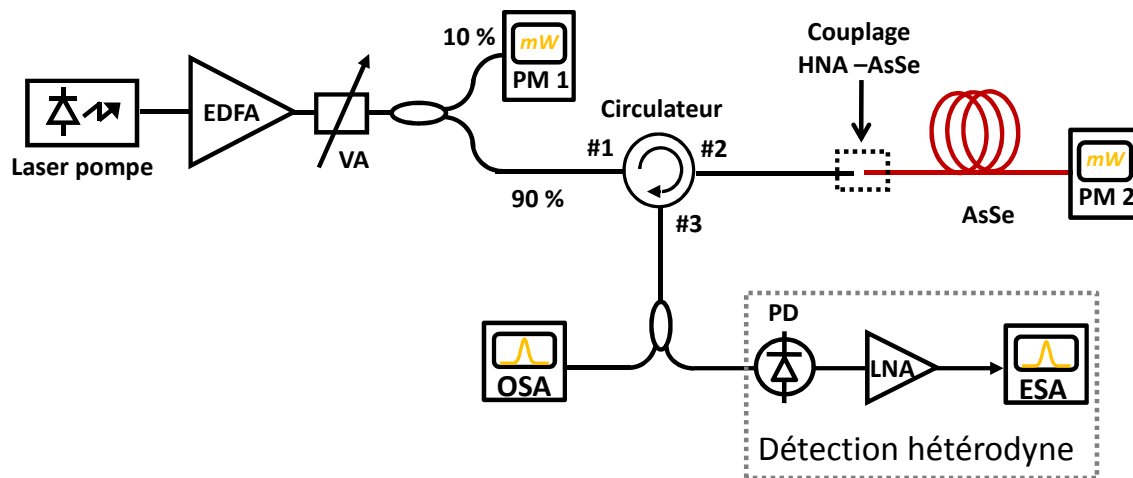


FIGURE 3.17 – Banc de caractérisation du spectre Brillouin simplifié utilisé pour le cas des fibres en verre de chalcogénure.

EDFA : Amplificateur à fibre Erbium; FUT : Fibre testée; PM : Puissance mètre; VA : Atténuateur Variable; PC : contrôleur de polarisation; OSA : Analyseur de spectre optique; ESA : Analyseur de spectre électrique; PD : Photodétecteur; LNA : amplificateur RF bas-bruit.

à grande ouverture numérique (HNA, High Numerical Aperture) de 0,35 comme détaillée dans la partie 2.4.3. Nous avons, au préalable, mesuré une aire effective de  $7,84 \mu\text{m}^2$ , correspondant à un diamètre de mode de  $3,16 \mu\text{m}$ , pour cette fibre HNA. L'utilisation de cette fibre, au détriment d'une fibre SMF-28, permet d'avoir une meilleure adaptation de mode. Notons que la puissance rétrodiffusée Brillouin peut être obtenue :

- par une mesure directe avec un puissance mètre. Cependant, cette mesure comprend aussi d'autres contributions telles que la composante Rayleigh rétrodiffusée et une composante pompe réfléchiée à l'entrée de la fibre que nous devons soustraire aux valeurs prélevées par le puissance mètre;

- ou alors par une lecture directe en utilisant un analyseur de spectre optique (OSA) avec une résolution de l'ordre du GHz pour bien différencier la composante Brillouin de la composante pompe réfléchie et/ou de la composante Rayleigh rétrodiffusée.

### 3.3.1 Spectre optique de la composante rétrodiffusée

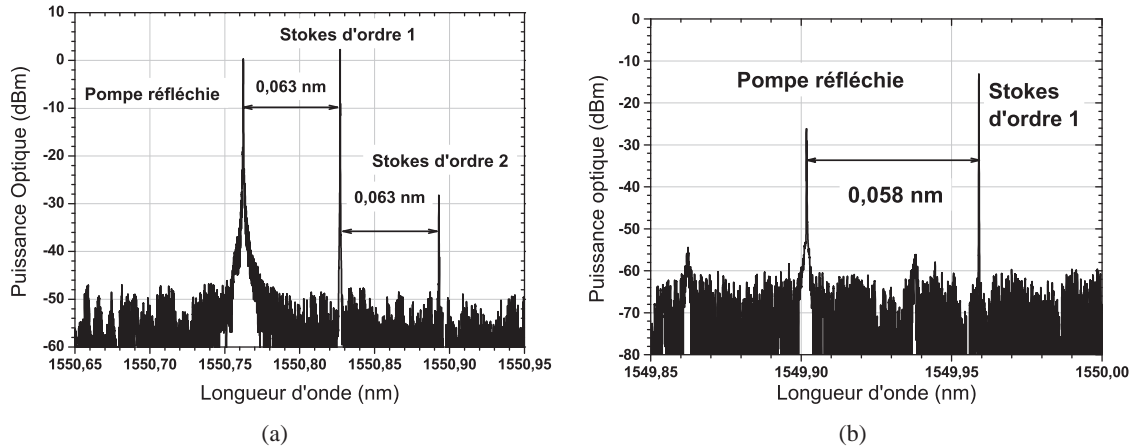


FIGURE 3.18 – Spectre optique de la composante rétrodiffusée dans une fibre (a) à cœur suspendu AsSe de 1 mètres pour une puissance injectée de 27 dBm et (b) microstructurée GeAsSe de 3 mètres pour une puissance injectée de 12 dBm.

Le spectre optique du signal rétrodiffusé, en utilisant une fibre à cœur suspendu AsSe, prélevé sur le port n°3 du circulateur est illustré sur la figure 3.18(a). En régime basses puissances, un premier pic ayant la longueur d'onde du laser pompe soit 1550,75 nm est observé sur le spectre. Il correspond au signal de pompe réfléchi dû à la réflexion de Fresnel sur la face d'entrée de la fibre en verre de chalcogénure d'indice 2,81. En augmentant graduellement la puissance de pompe, nous observons l'apparition d'un deuxième pic, décalée de 0,063 nm (-7,9 GHz) par rapport à la longueur d'onde de la pompe. C'est la composante Brillouin générée dans la fibre une fois qu'on a dépassé le seuil Brillouin de la fibre. Au fur et à mesure qu'on augmente la puissance injectée dans la fibre, la puissance de la composante Stokes augmente, jusqu'à générer une onde Stokes d'ordre 2, décalée de 0,126 nm de la longueur d'onde de pompe, quand la puissance injectée dans la fibre atteint 27 dBm (figure 3.18(a)).

Notons que la fréquence Brillouin dépend fortement de la composition de la fibre en verre de chalcogénure. L'ajout de Germanium dans la composition de la fibre diminue la vitesse des ondes acoustiques; ce qui a pour conséquence de réduire la fréquence Brillouin. Nous l'avons expérimentalement vérifié en utilisant une fibre microstructurée GeAsSe. Le pic Brillouin est décalé de 0,058 nm par rapport à la longueur d'onde de la pompe (figure 3.18(b)), soit une fréquence Brillouin de 7,25 GHz. Par ailleurs, cette méthode est souvent utilisée pour déterminer la concentration en Germanium d'une fibre car la fréquence Brillouin décroît de façon linéaire avec la concentration en Ge dans la fibre [157].

### 3.3.2 Spectre de la diffusion Brillouin

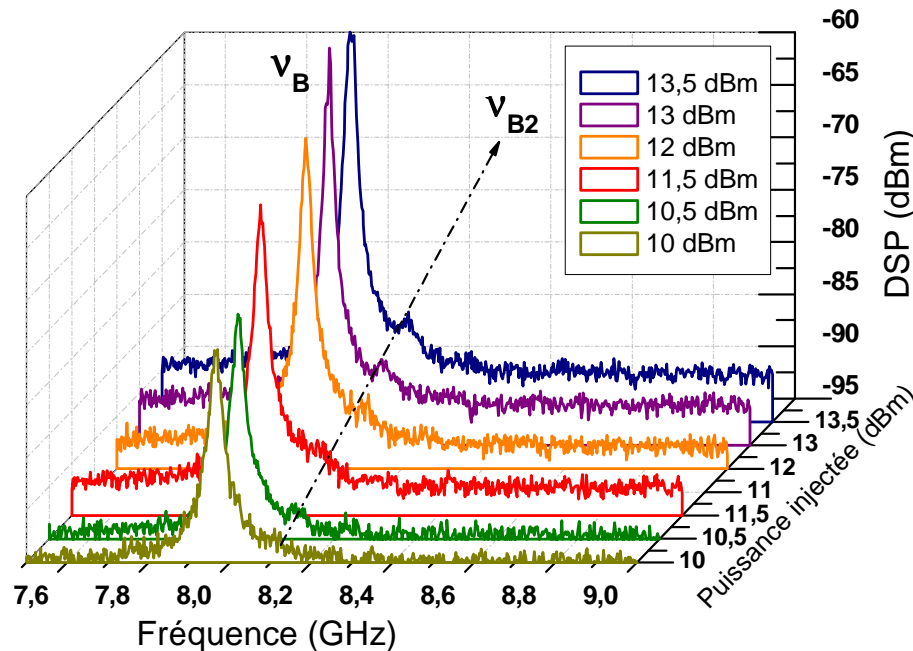


FIGURE 3.19 – Spectre de la diffusion Brillouin de la fibre AsSe SC4 pour différentes puissances injectées.

Le principe de mesure décrit dans la section 1.5.2.1 a été utilisé pour analyser le spectre de la courbe de gain Brillouin dans nos fibres microstructurées en verre de chalcogénure. Le banc peut cependant être simplifié (figure 3.17) car le signal rétrodiffusé est composé, non seulement de la composante Brillouin, mais aussi d'une composante pompe comme expliqué dans le paragraphe précédent. Donc, un battement optique est déjà obtenu en sortie n°3 du circulateur. Il est alors inutile de prélever une partie du signal émis par le laser pompe, ce qui allège le montage.

Comme nous pouvons le voir sur la figure 3.20(a), les spectres de diffusion Brillouin dans les fibres microstructurées en verre de chalcogénure sont différents de ceux obtenus dans une fibre silice classique. Pour la fibre AsSe SC4, le spectre est composé de deux pics qui traduisent la présence de modes acoustiques supérieurs dans la fibre; un pic principal de fréquence 7,96 GHz et un autre secondaire à 8,1 GHz qui apparaît pour des puissances injectées supérieures à 10 dBm et dont l'amplitude est très faible par rapport au pic principal (figure 3.19). Notons l'absence du pic secondaire lors de la caractérisation d'une même fibre similaire mais avec un diamètre un peu plus grand de 5  $\mu\text{m}$ .

Il serait tentant d'attribuer ces pics sur le spectre de diffusion Brillouin aux modes acoustiques de gaine présents dans la fibre [160]. Or, le fait que ces pics ne disparaissent pas quand on passe en régime stimulé nous permet d'écarter cette hypothèse. La présence du deuxième pic Brillouin est donc certainement due à la présence des trous d'airs dans la structure et au petit diamètre du cœur de la fibre qui favorisent la propagation de plusieurs modes acoustiques [150, 152, 155].



### 3.3.3 Largeur du spectre de diffusion Brillouin

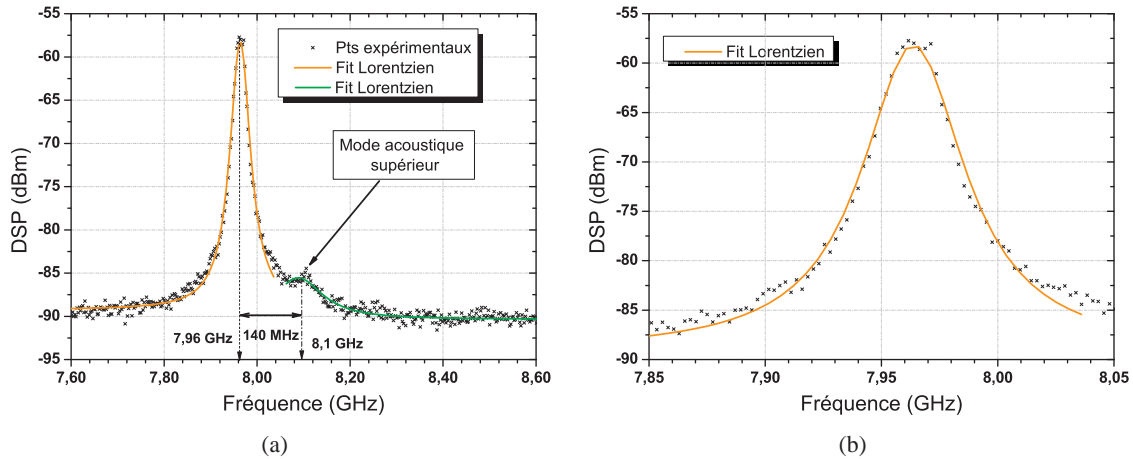


FIGURE 3.20 – (a) Spectre de la diffusion Brillouin de la fibre AsSe pour une puissance injectée de 13,5 dBm et (b) zoom sur le pic principal Brillouin

Le spectre de diffusion Brillouin mesuré pour une puissance injectée de 13,5 dBm dans la fibre AsSe SC4 est illustré sur la figure 3.20(a). Notons que les deux pics présents sur le spectre de diffusion Brillouin ont tous deux un profil Lorentzien, ce qui est caractéristique de la diffusion spontanée dans la fibre vu qu'on n'est en régime basses puissances. Nous n'avons pas mesuré les largeurs des pics secondaires car ils n'étaient pas assez prononcés pour faire une mesure à 3 dB. Par contre la variation de la largeur à mi-hauteur du pic principal Brillouin (figure 3.20(b)) en fonction de la puissance injectée de cette même fibre est représentée sur le graphique 3.21(a). Nous pouvons noter que la largeur diminue de façon exponentielle à partir de 20,5 MHz pour, au final, atteindre une largeur spectrale de 14,2 MHz en régime stimulé.

Le même protocole de mesure a été réalisé pour la fibre GeAsSe HF3.8 et la dépendance de sa FWHM par rapport à la puissance injectée est tracée sur la figure 3.21(b). Nous constatons un comportement similaire avec une valeur de  $\Delta\nu_B$  de 29,5 MHz qui s'affine jusqu'à atteindre une largeur spectrale de 17,4 MHz.

Il est intéressant de noter la petite différence entre nos résultats avec la largeur spectrale de 13,2 MHz obtenus dans une fibre AsSe à cœur plein par ABEDIN [129]. Cette surestimation peut trouver son origine dans la présence des trous d'airs dans les fibres qui modifient le confinement du mode fondamental acoustique dans le cœur de la fibre.

### 3.3.4 Coefficient du gain Brillouin

Dans le but de compléter la caractérisation Brillouin de la fibre AsSe, le coefficient du gain Brillouin dans la fibre en verre de chalcogénure a été déduit. Comme indiqué précédemment dans la section 3.2.1, une mesure du seuil Brillouin  $P_{SBST}$  de la fibre permet de remonter à son  $g_B$  via l'équation (3.16). Nous prendrons la valeur de C correspondant à une fibre microstructurée en verre



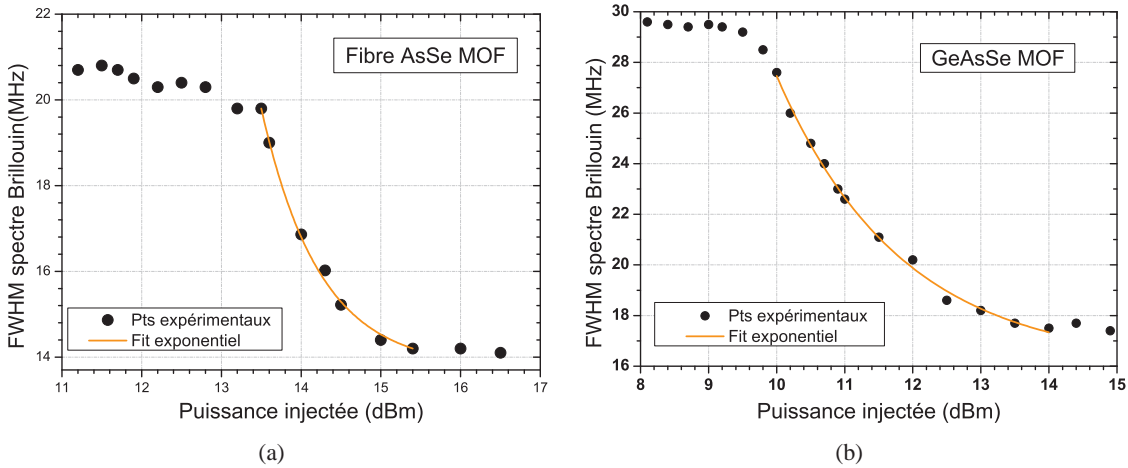


FIGURE 3.21 – Dépendance de la FWHM en fonction de la puissance injectée dans la fibre (a) AsSe SC4 (b) GeAsSe HF3.8.

Nous mesurons des  $\Delta\nu_B$  de 20,5 MHz et de 29,5 MHz pour respectivement les fibres AsSe SC4 et GeAsSe HF3.8.

de chalcogénure que nous avons préalablement calculé dans la section 3.1.5.2; soit  $C = 17$ .

Pour déterminer le seuil Brillouin de la fibre AsSe, la puissance Brillouin rétrodiffusée en fonction de la puissance injectée dans la fibre est représentée graphiquement sur la figure 3.22(a). Le seuil Brillouin est atteint lorsque la puissance Brillouin est égale à 1 % de la puissance injectée, c'est à dire 18,6 dBm ( $\approx 72,5$  mW). Précisons que la puissance rétrodiffusée mesurée à la sortie n°3 du circulateur n'est pas seulement composée de la puissance Brillouin mais aussi d'une petite partie du signal pompe réfléchi sur la face d'entrée de la fibre en verre de chalcogénure et éventuellement une toute petite contribution due à la rétrodiffusion Rayleigh que nous avons enlevées de la mesure directe pour n'avoir que la puissance de la composante Brillouin rétrodiffusée.

Sachant que l'aire effective de la fibre est de  $13 \mu\text{m}^2$  et que la fibre n'est pas à maintien de polarisation ( $K=1,5$ ), le  $g_B$  de cette fibre est estimé à  $(5,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-9}$  m/W, soit deux ordres de grandeurs plus importants que dans une fibre silice standard. Il est très difficile d'estimer le degré d'incertitude associée à la valeur de  $g_B$  calculée car, non seulement ce calcul prend en compte des mesures expérimentales mais aussi des paramètres intrinsèques à la fibre microstructurée.

Pour confirmer cette valeur de  $g_B$ , nous avons refait les mêmes mesures dans une autre fibre AsSe identique mais mesurant 3 mètres de long. A partir de la figure 3.22(b), nous retrouvons un  $P_{SBST}$  de 14,9 dBm ( $\approx 31$  mW). Un  $g_B$  correspondant de  $5,5 \cdot 10^{-9}$  m/W est obtenu. Cette petite différence entre les deux valeurs peut s'expliquer par les incertitudes liées aux différentes mesures.

Le diamètre de cœur influence non seulement le spectre de diffusion Brillouin mais aussi le coefficient de gain Brillouin. Ainsi un  $g_B$  de  $5,0 \cdot 10^{-9}$  m/W a été calculé à partir d'un seuil Brillouin de 12,7 dBm mesuré sur la figure 3.23(a) en utilisant une fibre de 3 mètres et  $4 \mu\text{m}$  de diamètre.

Par comparaison aux valeurs des travaux trouvés de la littérature [129, 138], nous nous apercevons que celle-ci est légèrement inférieure. Nous pouvons mettre cette différence sur le compte de la différence dans la définition du seuil Brillouin. En effet, ABEDIN et FLOREA déduisent le

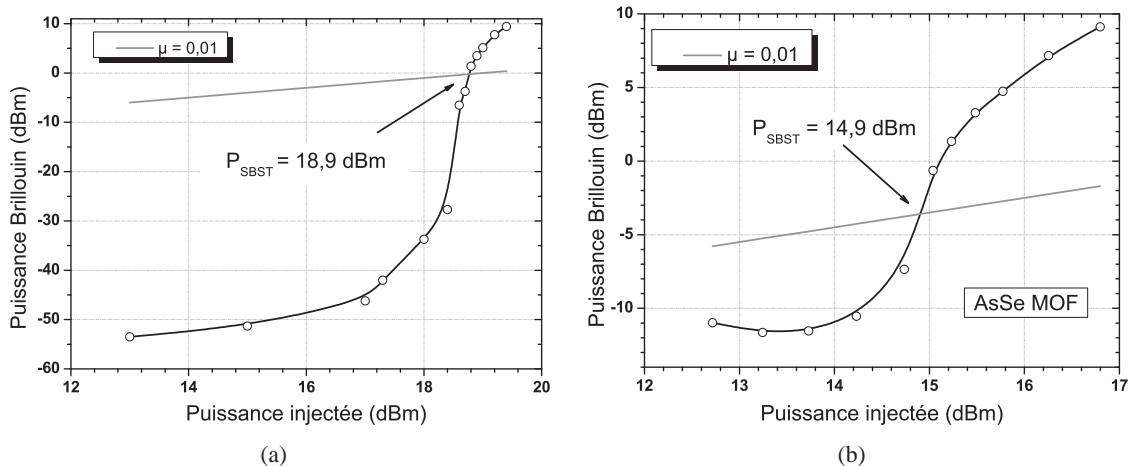


FIGURE 3.22 – Seuil Brillouin de la fibre chalcogénure AsSe (AsSe SC5) de (a) 1 mètre et (b) 3 mètres.

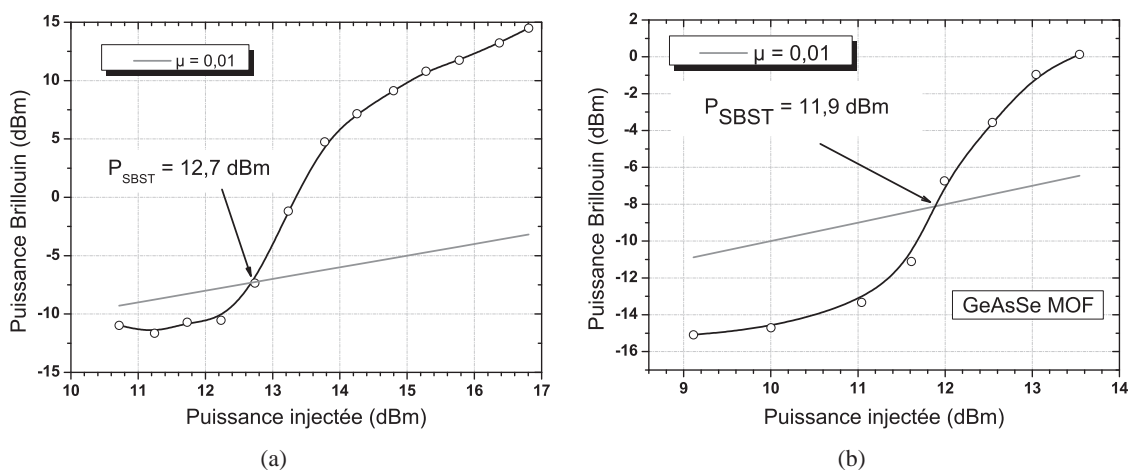


FIGURE 3.23 – Seuil Brillouin de deux fibres microstructurées de 3 mètres en verre de chalcogénure de composition (a) AsSe (4  $\mu\text{m}$  de diamètre) et (b) GeAsSe (3,8  $\mu\text{m}$  de diamètre).

seuil Brillouin à partir de l'observation de l'apparition du pic Brillouin sur le spectre optique du signal rétrodiffusé et utilisent la formule classique donnée par Smith ( $C=21$  dans ce cas). De plus, la présence des trous d'airs dans la fibre apporte également des modifications sur ces propriétés intrinsèques et peut induire une différence du  $g_B$ .

Nous avons aussi déterminé le  $g_B$  de l'autre fibre microstructurée en verre de chalcogénure utilisée durant la thèse, la fibre GeAsSe HF3.8. Son seuil Brillouin a été mesuré à 11,9 dBm (figure 3.23(b)). En prenant en compte les différents paramètres de la fibre, un coefficient de gain Brillouin de  $(4,4 \pm 0,35) \cdot 10^{-9}$  m/W a été calculé. Cette valeur de  $g_B$  est inférieure à celle obtenue pour la fibre à AsSe CS5 et s'explique par le rajout de Germanium dans la composition de la fibre.

### 3.3.5 Influence d'une réduction du diamètre de cœur sur la diffusion Brillouin

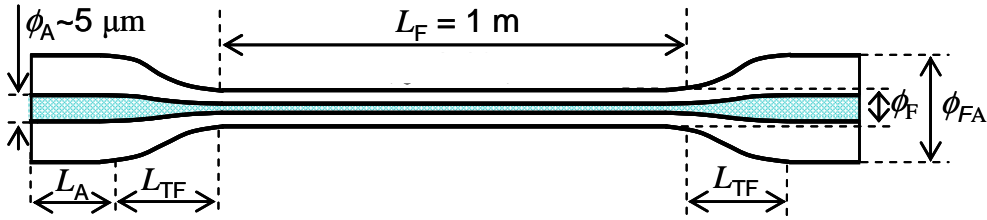


FIGURE 3.24 – Fibre microstructurée effilée GeAsSe HF1.6 de diamètre central 1,6  $\mu\text{m}$ .

Nous avons vu précédemment que le but de cette thèse est d'arriver à avoir des systèmes compacts et ayant des seuils Brillouin très faibles. A première vue, on serait tenté de croire que l'utilisation d'une fibre avec un très petit diamètre de cœur serait idéale pour satisfaire ces deux conditions. Pour étudier la potentialité de ces fibres comme générateurs Brillouin, nous avons caractérisé la diffusion Brillouin dans une fibre microstructurée de composition  $Ge_{11,5}As_{24}Se_{64,5}$  GeAsSe HF1.6 (figure 3.24), aussi utilisée dans le cadre de la thèse de LE Sy Dat pour la conversion et démultiplexage de longueur d'onde.

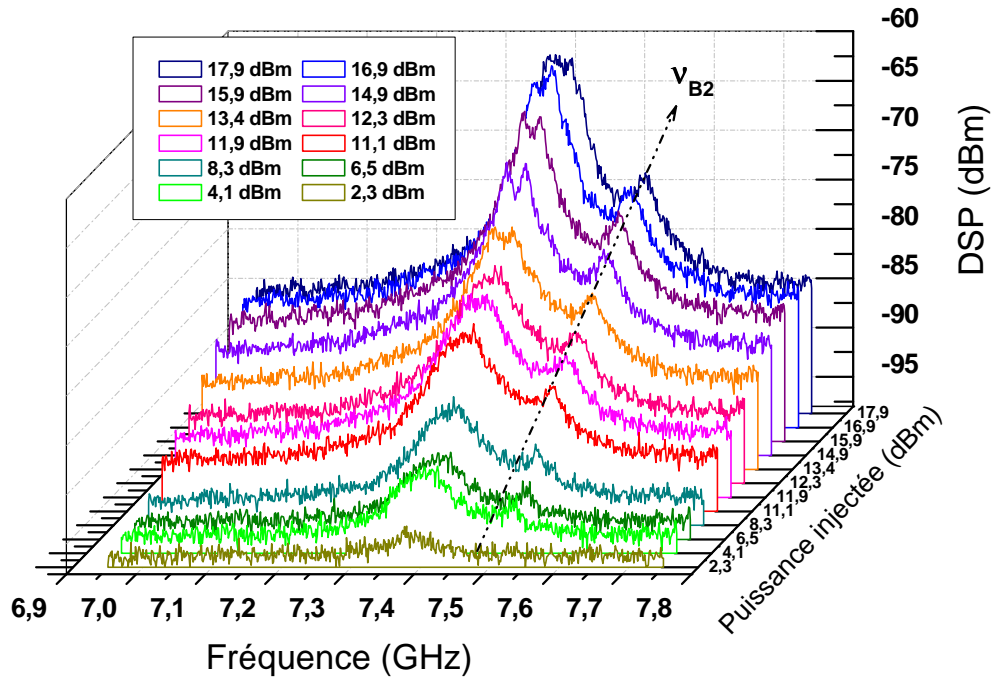


FIGURE 3.25 – Spectre de la courbe de gain Brillouin de la fibre microstructurée effilée GeAsSe pour différentes puissances injectées.

Le spectre de la diffusion Brillouin de la fibre GeAsSe HF1.6 démontre la même tendance avec un pic Brillouin principal, qui apparaît à une fréquence de 7,385 GHz et un pic secondaire à 7,50 GHz. Ce pic est plus prononcé que dans la fibre AsSe CS4. Dans un premier temps, on serait tenté de dire que les deux pics Brillouin correspondent aux deux parties distinctes de la fibre, notamment la partie effilée de 1 mètre et les deux extrémités de 20 cm de la fibre utilisées pour faciliter l'injection

optique dans ces fibres. Or comme la partie non-éfilée est plus courte et a un plus grand diamètre de cœur de  $5 \mu\text{m}$ , le seuil Brillouin lié à cette zone devrait être repoussé par rapport au seuil Brillouin de la zone centrale. Cependant ce n'est pas ce qu'on observe car le pic secondaire apparaît en même temps que le pic principal, soit dès lors que la puissance injectée dans la fibre atteint  $4,1 \text{ dBm}$ .

Notons que la différence du décalage Brillouin ( $7,385 \text{ GHz}$  au lieu de  $7,25 \text{ GHz}$  de la fibre HF3.8) s'explique par la différence en concentration de Germanium dans les deux fibres<sup>4</sup>. La présence d'un deuxième pic à droite de la fréquence centrale peut s'expliquer par la biréfringence de la fibre créée par la microstructure hexagonale pas strictement symétrique. Cette biréfringence, même très faible, peut être à l'origine des deux pics, chacun des pics correspondant à un des deux axes de biréfringence.

Rappelons que l'écart en fréquence entre ces deux pics est relié à la biréfringence par la relation suivante :

$$\Delta\nu_B = \frac{2 \cdot \Delta n \cdot V_A}{\lambda_p} \quad (3.23)$$

En prenant en compte la différence de  $25 \text{ MHz}$  mesurée entre les deux pics, nous trouvons une biréfringence  $\Delta n$  de  $8,6 \cdot 10^{-3}$  d'après l'équation (3.23). Cette valeur, bien qu'elle semble un peu irréaliste à premier abord, est confortée par les récents travaux réalisés sur les MOFs en verre de chalcogénure où des valeurs de  $\Delta n$  aussi importantes que  $0,088$  ont été estimées [161].

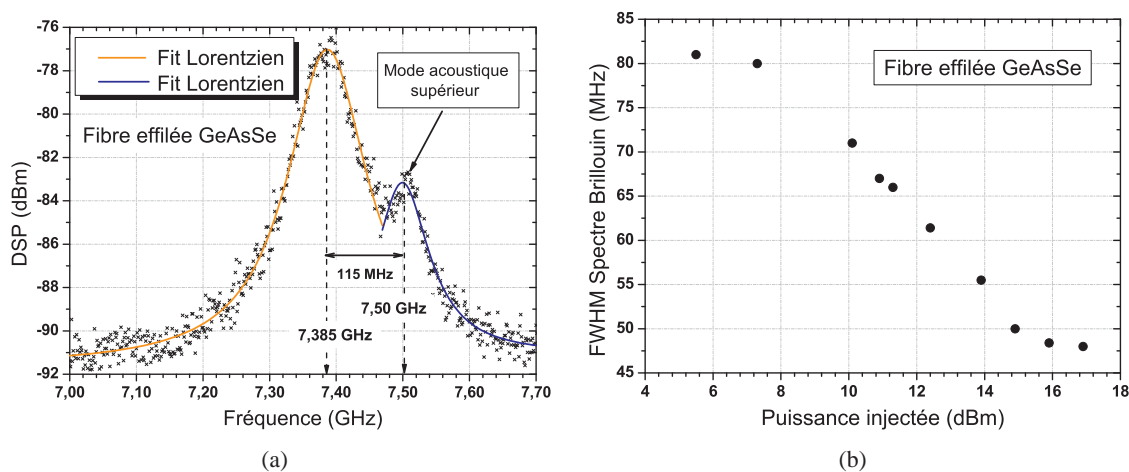


FIGURE 3.26 – (a) Spectre de diffusion Brillouin pour une puissance injectée de  $13,4 \text{ dBm}$  (b) FWHM du pic principal en fonction de la puissance injectée dans une fibre microstructurée GeAsSe de diamètre  $1,6 \mu\text{m}$ . Le fit Lorentzien a été réalisé sur l'ensemble du spectre dû au mode fondamental acoustique. Les valeurs FWHM du spectre Brillouin mesurées prennent donc en considération les deux modes de biréfringence de la fibre.

Cette biréfringence joue aussi un rôle critique dans la largeur du spectre de diffusion Brillouin car elle crée un élargissement de la courbe de gain Brillouin. Comme nous pouvons le constater

4. Rappelons que la composition de la fibre GeAsSe HF1.6 est  $Ge_{11,5}As_{24}Se_{64,5}$  alors que celle de la fibre GeAsSe HF3.8 est de  $Ge_{10}As_{22}Se_{68}$

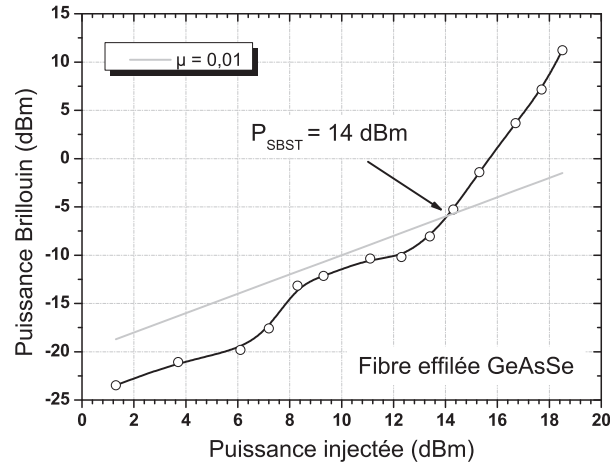


FIGURE 3.27 – Seuil Brillouin de la fibre effilée GeAsSe.

Nom Fibre	Composition	d ( $\mu\text{m}$ )	$A_{eff}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	$g_B$ (m/W)
SC5	AsSe	5	13,0	$5,5 \cdot 10^{-9}$
SC4	AsSe	4	8,0	$5,0 \cdot 10^{-9}$
HF3.8	GeAsSe	3.8	8,1	$4,4 \cdot 10^{-9}$
HF1.6	GeAsSe	1.6	1.5	$2,2 \cdot 10^{-9}$

TABLE 3.4 – Coefficient de gain Brillouin mesuré dans les fibres ATOS

sur la figure 3.26(a), le spectre représentant le mode acoustique fondamental pour une puissance de pompe injectée de 13,4 dBm est composé de deux pics séparés de 25 MHz qui se “chevauchent” pour donner une largeur FWHM résultante de 46 MHz, ce qui est un peu moins de trois fois la largeur FWHM mesurée pour la fibre GeAsSe HF3.8. Notons que lors de la caractérisation de la fibre GeAsSe HF3.8 nous n’avons pas constaté de biréfringence. Cela nous permet de dire que ce n’est pas la microstructure mais la réduction de l’aire effective de la fibre qui est responsable de cette biréfringence.

Pour compléter l’étude, le  $g_B$  de la fibre GeAsSe HF1.6 a aussi été déterminé via la mesure du seuil Brillouin de cette fibre. Comme indiqué sur la figure 3.27, nous avons mesuré un seuil Brillouin de 14 dBm pour la fibre GeAsSe HF1.6. A partir de ce seuil, nous calculons un  $g_B$  de  $2,2 \cdot 10^{-9}$  m/W. Cette valeur de  $g_B$  est deux fois plus petite que celle obtenue dans la fibre GeAsSe HF3.8, comme dans le cas d’une MOF en silice [152, 162].

Nous avons résumé sur le tableau 3.4 les valeurs de  $g_B$  calculés pour les différentes fibres que nous avons utilisées dans le cadre du projet ATOS. Les fibres n’étant pas toutes similaires (différences de composition ainsi que de microstructure du cœur), nous ne pouvons pas tracer l’évolution du  $g_B$  des fibres testées par rapport à leur diamètre de cœur sous peine de tirer des conclusions hâtives. Cependant, nous pouvons tout de même affirmer que la réduction du diamètre de cœur d’une

fibre microstructurée en verre de chalcogénure a un impact sur son  $g_B$ ; avec une diminution de presque d'un rapport 2 du  $g_B$  dans la fibre microstructurée GeAsSe quand le diamètre passe de 3,8  $\mu\text{m}$  à 1,6  $\mu\text{m}$ . Ce résultat est particulièrement intéressant car il permet de conclure que l'utilisation d'une fibre de très petit cœur ne garantit pas forcément un seuil Brillouin plus bas compte tenu de l'aspect multimode acoustique qui repousse le seuil Brillouin de la fibre.

### 3.4 Conclusion

Paramètres	SMF-28	As <sub>38</sub> Se <sub>62</sub> SC	Ge <sub>10</sub> As <sub>22</sub> Se <sub>68</sub> MOF	Ge <sub>11,5</sub> As <sub>24</sub> Se <sub>64,5</sub> "effilée"
n	1,47	2,81	2,62	2,65
$A_{eff}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	78	13,0	8,0	1,5
$\alpha$ (dB/m)	0,0002	1,0	0,65	2,5
$g_B \cdot 10^{-9}$ (W/m)	0,02	5,5	4,4	2,2
$\nu_B$ (GHz)	10,95	7,95	7,25	7,35
$\Delta\nu_B$ (MHz)	30	20,5	29,5	82
$\Delta\nu_{SBS}$ (MHz)	10	14,2	17,6	46

TABLE 3.5 – Paramètres Brillouin des fibres en verre de chalcogénure utilisées pour ATOS

Les fibres en verre de chalcogénure MOFs caractérisées durant cette thèse présentent des  $g_B$  de deux ordres de grandeurs supérieurs au  $g_B$  d'une fibre silice classique. En effet, la diffusion Brillouin est exacerbée dans ces fibres, et ce à des seuils Brillouin très bas, grâce à la réduction de leurs aires effectives rapportées par les microstructures dans ces fibres et par l'utilisation d'un matériau d'indice de réfraction bien plus élevé que la silice.

Nous avons principalement étudié deux compositions de fibres : les fibres en verre de composition AsSe réputées pour avoir le plus grand  $g_B$  répertorié dans la littérature et les fibres GeAsSe. Bien que l'ajout de Germanium diminue le  $g_B$  de la fibre, cela augmente le seuil de tolérance de la fibre à une puissance optique incidente. Au final, nous pouvons injecter plus de puissance optique dans la fibre avant un éventuel claquage de la microstructure.

Le tableau 3.5 répertorie tous les paramètres Brillouin déterminés dans des fibres en verre de chalcogénure présentées dans ce chapitre et réalisées lors de ces travaux de thèse. La colonne sur les paramètres Brillouin d'une fibre silice classique a été rajoutée à titre de comparaison.

Cette partie a été très importante pour la suite car elle nous a permis de conclure qu'il serait inutile d'utiliser les fibres microstructurées effilées. En effet, il n'est pas technologiquement possible, pour le moment, de réaliser des fibres de plus d'un mètre de long avec un diamètre de l'ordre du micron. Comme le  $g_B$  n'est pas forcément meilleur dans ces fibres et que les modes acoustiques

secondaires sont exaltés, cela aura pour conséquence d'augmenter le seuil Brillouin du système. De plus, la tenue en puissance semble encore moins bonne dans ces fibres vu que l'uniformité lors de l'étirage de la fibre est très difficile à garantir dans ces fibres à très petit cœur.

Au final, nous avons porté notre choix sur des fibres microstructurées entre  $3\ \mu\text{m}$  et  $4\ \mu\text{m}$  de diamètre pour la réalisation des lasers Brillouin afin d'avoir le seuil laser le plus bas possible tout en n'étant pas limité sur la puissance de pompe injectée dans la fibre.

## Chapitre 4

# Le laser Brillouin dans les fibres en verre de chalcogénure

Le but de ce chapitre est de présenter la cavité Brillouin que nous avons développée pour le projet ATOS. Rappelons que le choix du milieu à gain s'est porté sur une fibre microstructurée en verre de chalcogénure pour les raisons évoquées dans le chapitre précédent. Nous allons donc, dans la première partie, discuter et justifier le choix de plusieurs paramètres (longueur et diamètre des fibres utilisées, type de cavité etc....) de sorte à avoir une cavité simple et monofréquence tout en s'assurant d'un seuil laser très bas.

Deux types de cavités lasers faites de fibres microstructurée en verre de chalcogénure de deux compositions différentes seront présentées. Les fibres avec des petits diamètres de cœur n'ont pas été utilisées dues à leurs caractères multimodes acoustique. Le choix d'une cavité en anneau avec un pompage non-résonant sera justifié. Ces lasers seront aussi caractérisés en termes de leurs seuils d'émission laser, de leurs puretés spectrales et de leurs performances de bruit (bruit d'intensité et bruit de fréquence). Les critères pour avoir le seuil le plus bas possible tout en ayant de très faibles niveaux de bruit seront aussi discutés ainsi que l'effet filtrage de bruit dans ces cavités Brillouin.

Pour une étude comparative complète, une cavité Brillouin faite de fibre silice classique a aussi été réalisée et les mêmes paramètres cités précédemment mesurés et comparés à ceux des lasers Brillouin faits à partir des fibres ATOS.

Finalement, nous nous sommes intéressés à un laser Brillouin fonctionnant sur le Stokes d'ordre 2. Son seuil laser, sa largeur spectrale et ses performances de bruit ont aussi été déterminés. Tous ces résultats nous ont permis d'argumenter sur l'intérêt de ces cavités.

Précisons tout de même que l'objectif principal de ces travaux de recherche est de démontrer expérimentalement que les propriétés de cohérence et de réduction de bruit, déjà traitées de façon exhaustive dans la cas des lasers à fibre Brillouin en silice classique notamment dans les travaux de thèse de DÉBUT [163] et STEPIEN [164], sont aussi présentes dans le cas des cavités utilisées pour le projet ATOS. Nous nous sommes donc basés sur les modèles existants en remplaçant les paramètres Brillouin de la fibre silice par ceux des fibres ATOS.



## 4.1 Le laser Brillouin

Généralement, un laser s'obtient en insérant un milieu amplificateur dans une cavité optique. L'amplification est alors réalisée par une inversion de population et l'émission stimulée. Dans le cas d'un laser Brillouin, l'amplification s'effectue par la diffusion stimulée Brillouin. Le gain Brillouin, généré par une onde de pompe circulant dans la cavité optique, permet à une onde Stokes circulant en sens inverse d'atteindre le seuil laser.

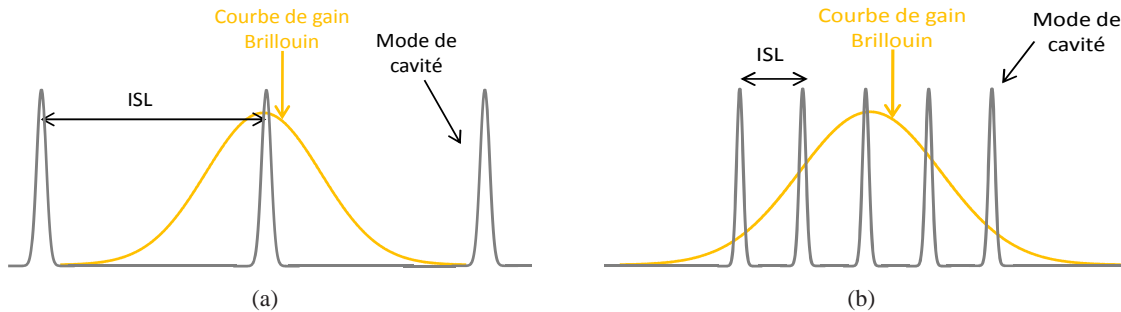


FIGURE 4.1 – Répartition des modes de cavités sous la courbe de gain Brillouin.

(a) Si un seul mode est résonant sous la courbe de gain Brillouin le laser est monomode (b) sinon la compétition entre les modes augmente rendant l'émission laser instable.

Le laser ne peut osciller que sur les modes de cavités recouverts par la bande de gain Brillouin. Rappelons que l'intervalle spectral libre (ISL), qui fixe l'écart entre 2 modes voisins, est donné par la relation :

$$ISL = \frac{c}{nL} \quad (4.1)$$

Pour une longueur de cavité  $L$ , le nombre de mode  $N$  sous la courbe de gain est alors donné par :

$$N = \frac{nL\Delta\nu_B}{c} \quad (4.2)$$

où  $\Delta\nu_B$  représente la largeur à mi-hauteur de la bande de gain Brillouin. Pour des valeurs de  $N \leq 1$ , le laser oscille sur un seul mode. Cependant, comme on peut le voir sur la figure 4.1(b), le nombre de modes sous la courbe de gain Brillouin devient plus important ( $N > 1$ ) pour des cavités plus longues. La compétition entre ces différents modes augmente rendant ainsi l'émission laser instable. Dépendant de la puissance de pompe, la configuration et le bruit de la pompe, nous pouvons obtenir un régime impulsionnel voire chaotique [165]. Pour une émission stable, il faut donc s'assurer de n'avoir qu'un seul mode de cavité sous la courbe de gain Brillouin. Pour respecter cette condition, il faut une cavité relativement courte. Dans le cas d'une cavité faite de fibre silice classique, seulement une dizaine de mètre est préconisée.

## 4.2 Configurations pour le BFL

### 4.2.1 Etat de l'art

Différentes configurations ont été exploitées durant ces dernières années pour la réalisation de laser à fibre Brillouin. Pour les premières cavités Brillouin réalisées, le choix d'un résonateur en anneau s'est imposé [27] par le fait que la lumière y circule toujours dans le même sens. Ceci permet de séparer facilement l'onde pompe de l'onde Stokes qui se propage en sens inverse dans la cavité.

#### Laser en anneau avec pompe résonante

Cette configuration "classique" sera améliorée [18] par le rajout des boucles de stabilisation afin de s'assurer que la pompe optique utilisée est résonante avec les modes de la cavité.

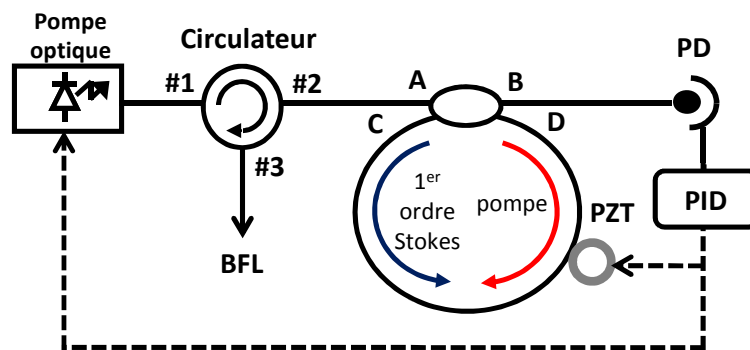


FIGURE 4.2 – BFL en anneau avec pompe résonante dans la cavité.

*PID : Régulateur Proportionnel Intégral Dérivé, PZT : Céramique piézoélectrique.*

Le montage était entièrement réalisé avec des composants à maintien de polarisation, ce qui rend le laser plus stable car on évite ainsi la concurrence entre les modes de polarisations de la cavité. Une pompe optique est injectée via un circulateur dans le bras A d'un coupleur variable (figure 4.2) et la cavité est obtenue en rebouclant les bras C et D du coupleur via une fibre de 20 mètres. Le gain Brillouin créé par une onde pompe circulant plusieurs fois dans la cavité permet à une onde Stokes circulant en sens inverse d'atteindre le seuil laser.

Quand la pompe est résonnante dans la cavité, elle interfère de manière constructive en C et de manière destructive en B. Pour un taux de pertes intracavité donné, cette interférence complètement destructive se fait pour un taux de couplage donné. En adaptant le taux de couplages aux pertes de la cavités, le rendement optimal est atteint.

La puissance de pompe en sortie du bras B du coupleur est utilisée pour la rétroaction sur la longueur de la cavité via une céramique piézo-électrique de manière à accorder les résonances de la cavité avec la longueur d'onde de la pompe. Enfin, le faisceau du laser Brillouin revient vers la pompe par le bras A du coupleur et est évacué via le circulateur.

Cependant, ce type de cavité est très sensible à la résonance entre la pompe et les modes de la

cavité. Ainsi, une boucle de rétroaction rapide est nécessaire pour s'assurer une puissance optique stable en sortie de la cavité laser.

L'asservissement peut se faire de deux façons :

- en réglant la longueur de la cavité par l'intermédiaire d'une céramique piézo-électrique ou d'un modulateur de phase [18],
- en réglant directement la fréquence d'émission du laser [72, 166].

Pour avoir le plus faible bruit d'intensité possible et une plus grande stabilité fréquentielle du laser Brillouin, une boucle de rétroaction basée sur la technique du Pound-Drever-Hall [167] est préconisée [168]. Cependant, ce type de boucle de rétroaction est assez complexe à mettre en œuvre et augmente le coût total de la cavité.

### Laser à fibre Brillouin hybride

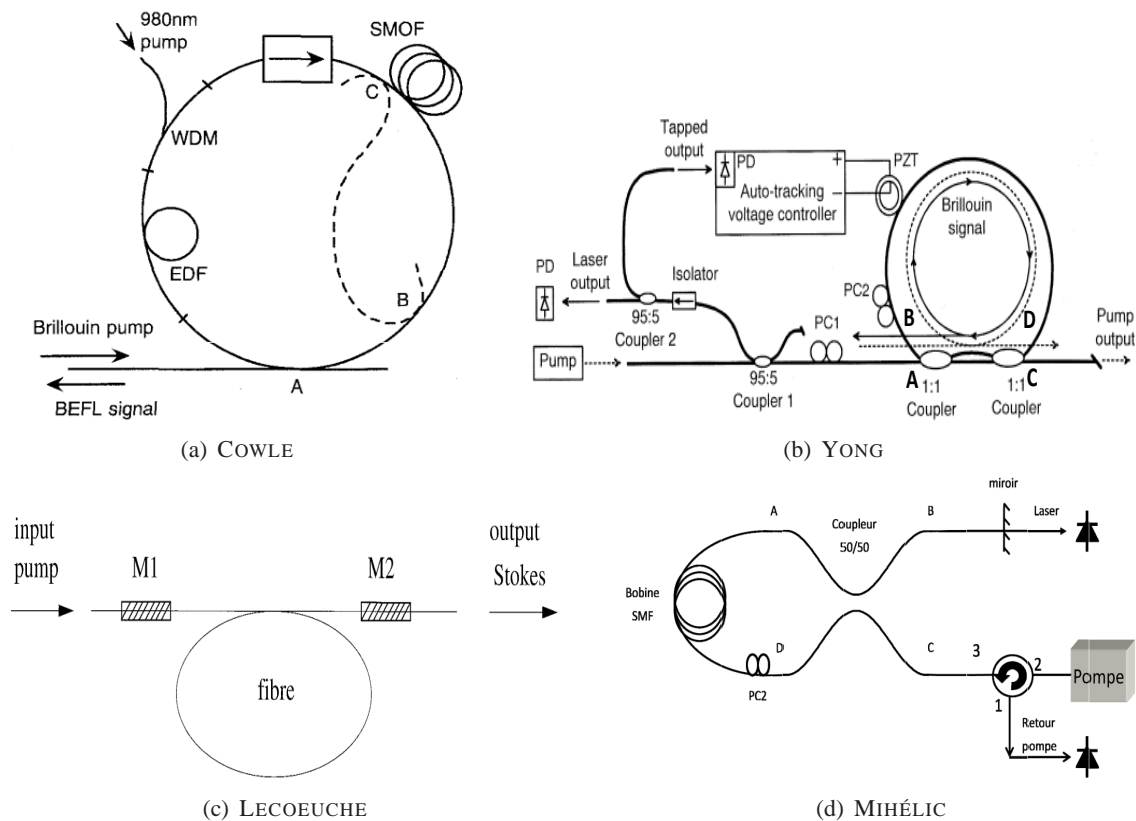


FIGURE 4.3 – Plusieurs types de cavités Brillouin mentionnées dans la littérature.

(a) Laser hybride Brillouin/Erbium [169] (WDM : Multiplexeur; SMOF : Fibre monomode; EDF : Fibre dopée Erbium; BEFL : laser à fibre Brillouin/Erbium), (b) un laser Brillouin utilisant un interféromètre de Mach-Zehnder [170] (PZT : Céramique piézo-électrique; PC1, PC2 : Contrôleurs de polarisation; PD : Photodiode), et deux cavités type Fabry-Perot avec (c) des réseaux de Bragg [171] (M1 et M2 : réseaux de Bragg) et (d) un miroir à boucle non-linéaire [172] (PC : Contrôleur de polarisation).

Nous trouvons aussi mention d'un laser à fibre hybride Brillouin/Erbium (figure 4.3(a)) faisant usage du gain Brillouin dans une fibre monomode ainsi que le gain dans les fibres dopées

Erbium [169]. Les pertes de la cavité sont ainsi compensées par l'amplification optique procurée par une fibre dopée Erbium tandis que l'effet laser reste lié au processus Brillouin. A partir de cette architecture, un peigne de longueur d'onde avec un espacement de  $\approx 10$  GHz (décalage Brillouin de la fibre silice) entre les modes a été obtenu [173]. Cependant, ce système implique l'utilisation de deux lasers : un laser pompe à 980 nm pour créer l'inversion de population dans la fibre erbium et un laser à 1550 nm pour initier le processus Brillouin rendant cette configuration complexe.

### Laser avec pompe non-résonante

Afin de ne pas être dépendant de la résonance entre la pompe et les modes de cavité, une configuration de cavité avec une pompe non-résonante est souvent privilégiée. La rejection de la pompe hors de la cavité est problématique car l'écart spectral entre la pompe et la composante Stokes et de l'ordre d'une dizaine de GHz. A l'inverse des lasers à fibre DFB, cet espacement très fin exclut l'usage de multiplexeurs pour évacuer l'onde pompe de la cavité.

En 2003, YONG proposa l'utilisation d'un interféromètre de Mach-Zehnder (MZI) (figure 4.3(b)) à la place d'un coupleur pour injecter la pompe optique dans une cavité en anneau classique [170]. Une onde pompe, dont la fréquence optique est ajustée sur un maximum de transmission du MZI, est couplée du port A vers le port D et circule dans le sens anti-horaire avant d'être éjectée de la cavité du port B vers le port C après un seul passage. Le retard entre les deux bras d'un MZI peut être contrôlé (en rajoutant une différence de trajet optique dans un des deux bras) de sorte que l'espacement fréquentiel entre un point maximum et un point minimum de transmission du MZI corresponde au décalage Brillouin de la fibre utilisée. L'onde Stokes, qui circule dans le sens opposé de l'onde pompe, a un maximum de transmission du port D vers le port B et est libre de circuler plusieurs fois dans la cavité. Par contre, ce système comporte un certain nombre d'inconvénients notamment :

- le montage est complexe car il faut un très petit déséquilibre de 9,52 mm dans un des deux bras du MZI;
- des boucles de rétroaction sur la longueur de la cavité et sur la température du MZI sont nécessaires afin d'éviter des dérives des modes de cavités et une modification de la différence du trajet optique ce qui résulterait à un décalage du maximum de transmission du MZI.

Les cavités de type Fabry-Perot (F-P) peuvent également être utilisées pour des lasers Brillouin. En 2000, LECŒUCHE utilisa deux réseaux de Bragg comme miroirs avec une bande de réflexion suffisamment fine afin de réfléchir l'onde Stokes et de transmettre l'onde pompe [171]. L'onde pompe est évacuée par le réseau de Bragg M2 (voir schéma 4.3(c) alors que l'onde Stokes est résonante dans la cavité. Bien que cette configuration paraisse très simple, elle demande un ajustement très précis de la longueur d'onde de Bragg des deux réseaux utilisés.

Une cavité F-P peut aussi être réalisée en utilisant un miroir à boucle non-linéaire. En se référant à la figure 4.3(d) [172], la cavité F-P est réalisée en plaçant un miroir non-linéaire à l'extrémité du bras B. Une onde pompe introduite via le bras C traverse le miroir et est renvoyé hors de la cavité. La zone de gain Brillouin est apportée par une bobine de fibre rajoutée à la cavité. Là encore

plusieurs problèmes subsistent comme par exemple la difficulté de réaliser un miroir de sortie pour ces cavités tout comme un problème de résonance de la pompe qui oblige l'inclusion d'une boucle à rétroaction.

Toutes ces configurations de cavités lasers présentent des avantages comme des inconvénients. Pour notre application, il est essentiel d'avoir un laser monomode très cohérent et le plus stable possible en intensité. A première vue, une cavité résonante en anneau semble être idéal. Cependant, ces cavités sont très complexes à mettre en œuvre et très couteuses (boucle de rétroaction, régulateur PID).

#### 4.2.2 Laser à fibre Brillouin en verre de chalcogénure à cavité Fabry-Perot

Notons que nous avons adopté une nomenclature précise pour désigner les différentes cavités Brillouin utilisées, notamment **Composition de la fibre + type de laser**. A titre d'exemple, **AsSe BFL** désigne un laser Brillouin fait à partir d'une fibre (sous-entendu microstructurée car toutes les fibres ATOS sont microstructurées) en verre de chalcogénure AsSe. Par contre, **SMF-28 BFL** désigne un laser Brillouin fait à partir d'une fibre SMF-28, soit une fibre silice monomode classique utilisée dans les télécoms.

Le premier laser à fibre microstructurée en verre de chalcogénure réalisé dans le cadre du projet ATOS était une cavité Fabry-Perot. Durant la caractérisation Brillouin des fibres ATOS, nous nous sommes aperçu, qu'au-delà du seuil Brillouin de la fibre, il y avait un effet laser dans ces fibres comme en témoigne les modes lasers sur la bande de gain Brillouin (figure 4.4) d'une des fibres utilisée.

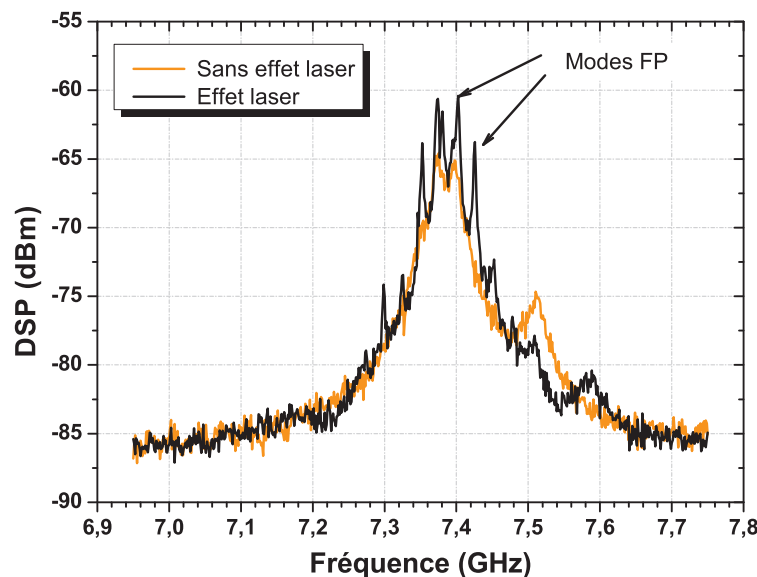


FIGURE 4.4 – Spectre de la bande de gain Brillouin au-delà du seuil Brillouin de la fibre. Nous remarquons la présence de plusieurs pics sur la bande de gain Brillouin; ce qui traduit la présence de modes laser dans la cavité.

Le montage expérimental pour réaliser la cavité Fabry-Perot, représenté sur la figure 4.5, est

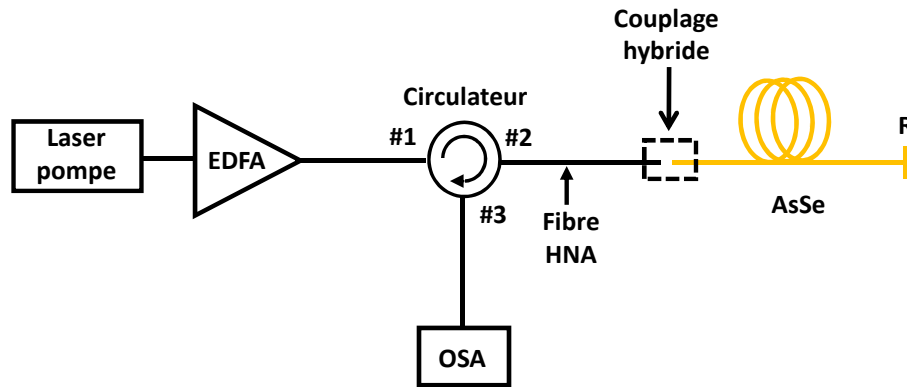


FIGURE 4.5 – Laser Brillouin à cavité Fabry-Perot.

*EDFA : Amplificateur à fibre dopée Erbium; fibre HNA : Fibre à grande ouverture numérique; OSA : Analyseur de spectre optique.*

le même utilisé pour la caractérisation des fibres Brillouin. Il faut tout simplement s'assurer d'une clive droite en bout de fibre afin de créer une cavité Fabry-Perot avec la différence d'indice de réfraction : 2,8 pour la fibre AsSe et 1 pour l'air; ce qui induit une réflexion d'environ 22%.

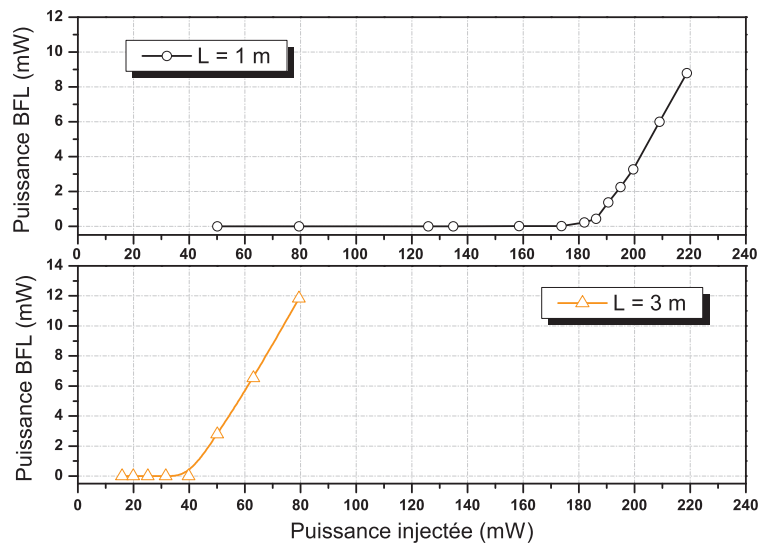


FIGURE 4.6 – Seuil du BFL AsSe en cavité Fabry-Perot

Nous avons, en premier lieu, utilisé une fibre en verre chalcogénure d'un mètre afin de minimiser les pertes de transmissions dans la cavité. Un seuil laser de 170 mW a été obtenu avec une efficacité de seulement 4 %. Le seuil peut être abaissé et l'efficacité du laser augmentée en utilisant une longueur de fibre plus grande afin de créer un plus grand gain Brillouin dans la fibre et en améliorant le couplage. En effet, un seuil plus bas de 40 mW et une plus grande efficacité de 31% a été retrouvée en utilisant trois mètres de fibre (figure 4.6).

## Difficultés

Cependant, l'émission de l'onde Stokes issue de cette cavité n'était pas très stable. Cela s'explique par le fait que cette cavité est résonante non seulement pour l'onde Stokes mais aussi pour la pompe optique. Donc, l'intensité de l'onde pompe à l'intérieur de la cavité n'est pas constante et peut créer des instabilités du laser Brillouin.

## Solution envisagée

La solution serait d'extraire l'onde pompe de la cavité F-P. Pour cela, il aurait fallu mettre des réseaux de Bragg à l'entrée et à la sortie de la fibre AsSe. Dans la pratique c'est très difficile de trouver un réseau de Bragg capable de filtrer à 7 GHz, et additionnellement fait en verre de chalcogénure, afin de ne pas rajouter d'autres réflexions parasites dans la fibre.

### 4.2.3 Cavité non-résonante avec circulateur

Une autre configuration sera donc privilégiée pour notre laser Brillouin. L'injection de la pompe dans l'anneau peut se faire de manière non-résonante à l'aide d'un circulateur optique. Le rebouclage du trajet optique sur lui-même ne se fait que pour les ondes se propageant dans le sens de l'onde Stokes alors que les ondes pompe sont arrêtées par le circulateur après un tour seulement. La pompe optique n'est donc pas résonante dans la cavité, ce qui risque d'augmenter le seuil laser mais en contre-partie elle ne demandera, à première vue, pas de boucle de rétroaction ce qui simplifiera considérablement le montage.

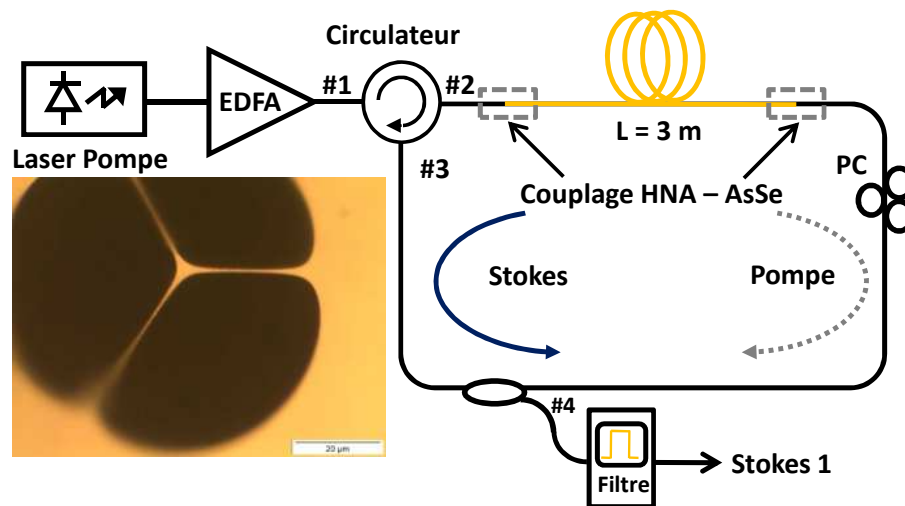


FIGURE 4.7 – Banc expérimental de la cavité BFL avec pompage non-résonant.  
 EDFA : Amplificateur à fibre Erbium; HNA : Fibre à grande ouverture numérique; PC : Contrôleur de polarisation; BFL : laser Brillouin.

La représentation schématique de notre cavité laser à fibre Brillouin est illustrée sur la figure 4.7. La cavité laser est réalisée à partir du banc de caractérisation pour le seuil Brillouin de la fibre

en verre de chalcogénure (décrit dans la section 3.2.1.1) en connectant le port n°2 du circulateur au port n°3. 10 % de la composante Stokes est extraite de la cavité en utilisant un coupleur alors que les 90 % restants sont réinjectés dans la cavité. Un contrôleur de polarisation a aussi été inclus dans la cavité pour faire correspondre la polarisation entre l'onde Stokes et l'onde pompe afin d'avoir le maximum de signal en sortie du BFL [174].

Source de pertes dans la cavité	Pertes de transmission	Pertes réflexion Fresnel	Pertes de couplage	Pertes cavité
Valeurs [dB]	3	1	4	2,5

TABLE 4.1 – Répartition des pertes totales de la cavité laser

Nous avons utilisé trois mètres de fibre AsSe comme milieu à gain Brillouin. Au final, la cavité est composée de 3 mètres de fibre AsSe et de 5 mètres de fibre SMF-28, d'où une longueur optique totale de 15,7 m ( $5 \times 1,45 + 3 \times 2,81$ ); ce qui correspond à un intervalle spectral libre (ISL) de 19 MHz pour la cavité en anneau. Cette valeur est plus grande que la bande de gain Brillouin en régime stimulé  $\Delta\nu_{SBS}$  mesurée dans ces fibres (14,2 MHz); ce qui assure qu'il n'y ait qu'un seul mode longitudinal oscillant dans la cavité. Les pertes totales de l'onde Stokes sur un tour sont estimées à 10,5 dB : 3 dB de pertes de transmission dans la fibre, 4 dB de pertes de couplage de la lumière dans la fibre, 1,1 dB de pertes dues aux réflexions de Fresnel aux extrémités des fibres et 2,5 dB de pertes dans les composants optiques (tableau 4.1.)

### 4.3 Spectre optique du BFL

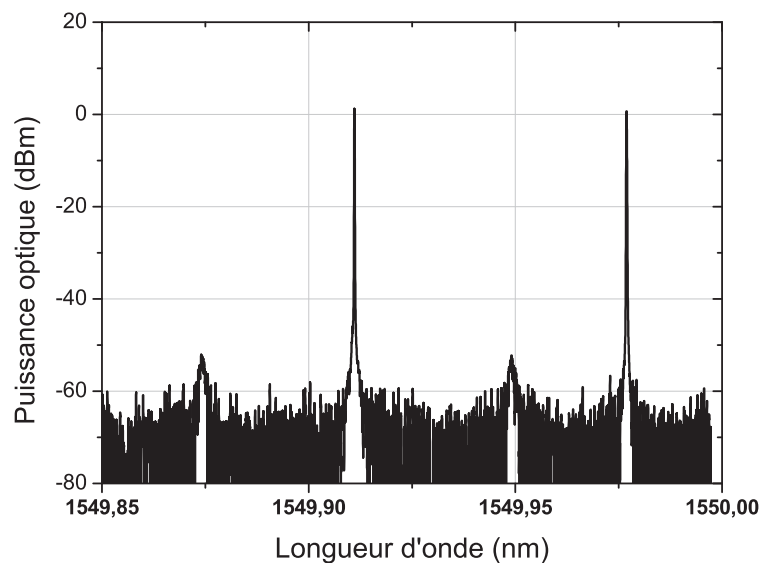


FIGURE 4.8 – Spectre optique du signal laser en sortie de la cavité.

*La sortie du BFL est composée non seulement de l'onde Stokes mais aussi d'un résidu de pompe ( $\lambda = 1549,91$  nm) dû à la réflexion Fresnel à la face d'entrée de la fibre AsSe.*



Le spectre optique en sortie du BFL, affiché sur la figure 4.8, est constitué :

- d'un résidu de la pompe dû à la réflexion de Fresnel sur la face d'entrée de la fibre en verre de chalcogénure;
- d'une composante Stokes, décalée de 0,063 nm (-7,9 GHz) par rapport à la longueur d'onde de la pompe et résonante dans la cavité. Cette composante constitue le signal du laser Brillouin et est générée une fois que le seuil laser du BFL est dépassée.

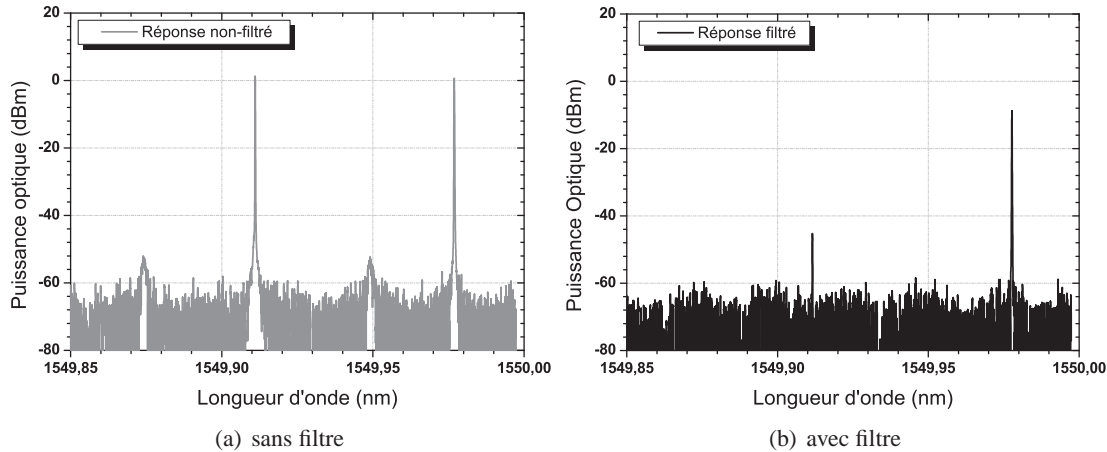


FIGURE 4.9 – Spectre filtré du signal laser en sortie du filtre optique.

*L'utilisation d'un filtre optique adapté nous permet de s'affranchir du résidu de pompe prélevée à la sortie n°4 du coupleur avec un fort taux de rejection de 37 dB entre la composante Stokes et la pompe. En contrepartie, le filtre entraîne 8 dB de pertes d'insertion.*

Afin de pouvoir analyser la composante Stokes, un filtre optique a été rajouté pour évacuer le résidu de pompe présente dans le spectre optique du BFL. La réponse en sortie du filtre est comparée à la réponse en entrée sur la figure 4.9. Notons un fort taux de rejection de 37 dB entre la composante Stokes et la pompe. En contrepartie, le filtre ramène 8 dB de pertes d'insertion.

## 4.4 Seuil du laser Brillouin

Pour atteindre le seuil laser, les pertes relativement élevées de la cavité doivent être compensées par le gain Brillouin créé par la pompe sur un tour de l'anneau.

### 4.4.1 Détermination du seuil théorique du laser Brillouin

Dans cette partie nous allons essayer de prédire le seuil de nos cavités Brillouin en se basant sur des calculs analytiques. Comme nous nous intéressons qu'au seuil laser, nous avons pris en considération uniquement un modèle en intensité. Les hypothèses considérées sont les suivantes :

- toutes les ondes Stokes passant par la cavité seront amplifiées par le même gain Brillouin. Ceci implique que la position relative entre les modes de cavité et la bande de gain Brillouin ainsi que la polarisation ne seront pas prises en considération. Ainsi le gain Brillouin dans

Paramètres considérés	Symbole
Pertes lors du passage du port n°1 vers n°2	$\alpha_{12}$
Pertes lors du passage du port n°2 vers n°3	$\alpha_{23}$
Pertes dues aux deux soudures/couplages	$\alpha_{sp}$
Pertes à travers le contrôleur de polarisation	$\alpha_{CP}$
Pertes intrinsèques à la fibre	$\alpha_f$
Pourcentage du signal extrait de la cavité	x
Pertes liées au coupleur	$\alpha_c$

TABLE 4.2 – Liste des différents paramètres considérés pour la cavité.

- la cavité sera toujours donnée par  $G = e^{g_B \cdot L_{eff} \cdot I_p}$  où  $I_p$  représente l'intensité de la puissance pompe,  $g_B$  le coefficient de gain Brillouin de la fibre et  $L_{eff}$  la longueur de fibre considérée;
- nous ne prenons pas en considération les réflexions dans la cavité. La partie de la pompe réfléchie dans la cavité en entrée de la fibre due à la différence d'indice ainsi que les possibles réflexions ramenées par des soudures ne seront pas incluses dans le modèle analytique;

La cavité que nous allons modéliser pour le laser Brillouin peut être schématisée par la figure 4.10. Elle est composée d'une source de pompe optique, d'un circulateur, d'une fibre quelconque dans laquelle du gain Brillouin sera générée et d'un coupleur pour extraire la composante Stokes. Bien évidemment, le passage de la lumière dans ces composants optiques va générer des pertes, répertoriées dans le tableau 4.2, que nous avons préalablement déterminées expérimentalement.

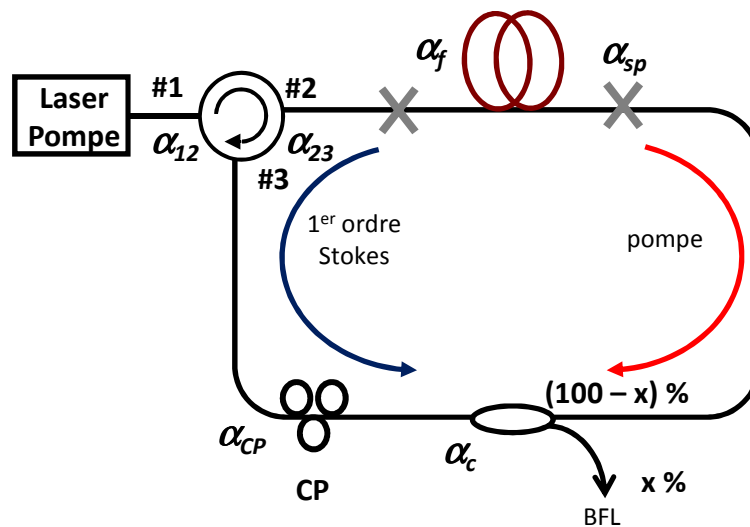


FIGURE 4.10 – Représentation des pertes dans la cavité BFL.

Pour alléger les équations, nous définissons deux termes  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  qui combinent les pertes totales vues respectivement par l'onde pompe et l'onde Stokes.  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  sont données par :

$$\alpha_1 = \alpha_{12} \cdot \alpha_{sp} \cdot \alpha_c \cdot \alpha_f \cdot \alpha_{CP} \quad (4.3)$$

$$\alpha_2 = \alpha_{23} \cdot \alpha_{sp} \cdot \alpha_c \cdot \alpha_f \cdot \alpha_{CP} \quad (4.4)$$

A l'équilibre, les équations décrivant les variations des puissances pompe et Stokes dans une fibre sont données par :

$$\frac{dP_P}{dz} = \frac{g_B}{A_{eff}} \cdot P_P \cdot P_S - \alpha_1 \cdot P_P \quad (4.5)$$

$$\frac{dP_S}{dz} = -\frac{g_B}{A_{eff}} \cdot P_P \cdot P_S + \alpha_2 \cdot P_S \quad (4.6)$$

où  $P_P$  et  $P_S$  sont respectivement les puissances pompe et Stokes,  $g_B$  le coefficient de gain Brillouin de la fibre et  $A_{eff}$  l'aire effective.

L'onde Stokes ainsi générée est réinjectée à l'autre extrémité de la fibre. Si on pose  $R$  comme le taux de l'onde Stokes réinjecté dans la cavité après un tour, les conditions aux limites imposent :

$$P_S(L) = R \cdot P_S(0) \quad (4.7)$$

$R$  est directement lié au pourcentage de l'onde Stokes recouplée dans la cavité. Si l'on considère que les soudures et les autres composants optiques dans la cavité ne ramènent pas de réflexion,  $R$  est égale à  $(1-x)$ . Sinon il faut considérer le taux de réflexion et l'intégrer à  $x$ .

Pour estimer le seuil du laser Brillouin, la déplétion de la pompe sera négligée. L'évolution de la puissance pompe le long de sa propagation dans une fibre peut être écrite comme :

$$P_P(z) = P_P(0) \cdot e^{-\alpha_f \cdot z} \quad (4.8)$$

En injectant l'équation (4.8) dans (4.5) et (4.6) et en intégrant sur toute la longueur de la fibre, les conditions pour atteindre le seuil laser deviennent :

$$1 = R \cdot e^{-\alpha_2 \cdot L + g_B \cdot P_{th} \cdot L_{eff} / A_{eff}} \quad (4.9)$$

où  $L_{eff}$  représente la longueur effective de la fibre. A partir de l'équation (4.9), le seuil du laser Brillouin peut être estimé.

Les puissances seuils théoriques d'une cavité Brillouin pour différents taux de réinjection ont été calculées à partir de l'équation (4.9). Nous avons considéré 4 différentes cavités BFL notamment :

- une cavité composée de 20 mètres de fibre monomode silice classique SMF-28;
- trois cavités de 3 mètres à base de fibres microstructurées en verre de chalcogénure (AsSe SC5, AsSe SC4 et GeAsSe HF3.8), préalablement caractérisées dans le chapitre 3 et utilisées dans ATOS.

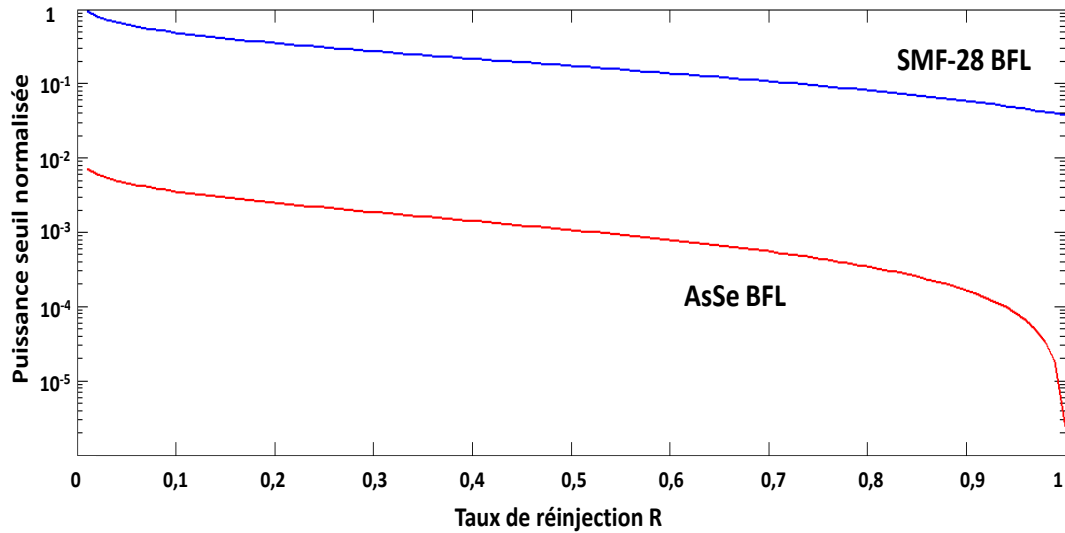


FIGURE 4.11 – Comparaison théorique de la puissance seuil laser par rapport au taux de réinjection entre une cavité Brillouin en silice et une autre en AsSe MOF.

*Les puissances seuil tracées ont tous été normalisées par rapport à la puissance seuil calculée pour la cavité SMF-28 BFL. Pour une valeur de R donnée, nous voyons que la puissance seuil laser du SMF-28 BFL est de deux ordres de grandeurs supérieure à celle d'un AsSe BFL.*

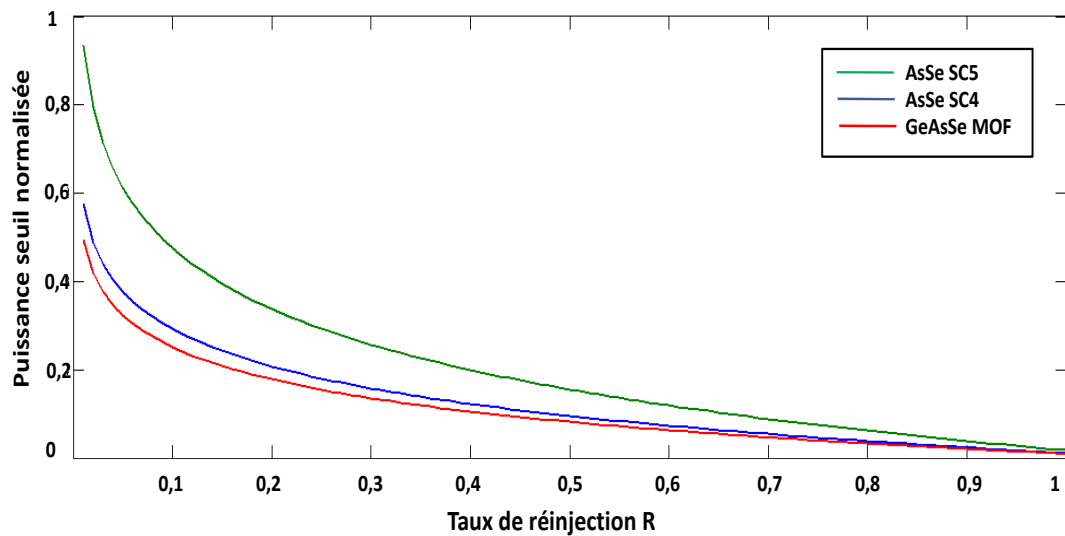


FIGURE 4.12 – Calcul théorique de la puissance du seuil laser normalisée par rapport au taux de réinjection dans des cavités BFL faites de fibres ATOS.

*Les puissances seuil tracées ont tous été normalisées par rapport à la puissance seuil calculée pour la cavité AsSe SC5. Les courbes représentent les seuils lasers théoriques des cavités Brillouin faites en utilisant 3 fibres ATOS avec en vert : AsSe SC5, en bleu : AsSe SC4 et en rouge : GeAsSe HF 3.8*

Les courbes obtenues ont été tracées sur les figures 4.11, 4.12 et 4.13. Pour un taux de réinjection identique, il convient de noter que :

- la puissance seuil du laser en silice est au moins de deux ordres de grandeurs ( $> 20$  dB) plus grande que celle d'un BFL fait de fibre ATOS comme le montre la figure 4.11;

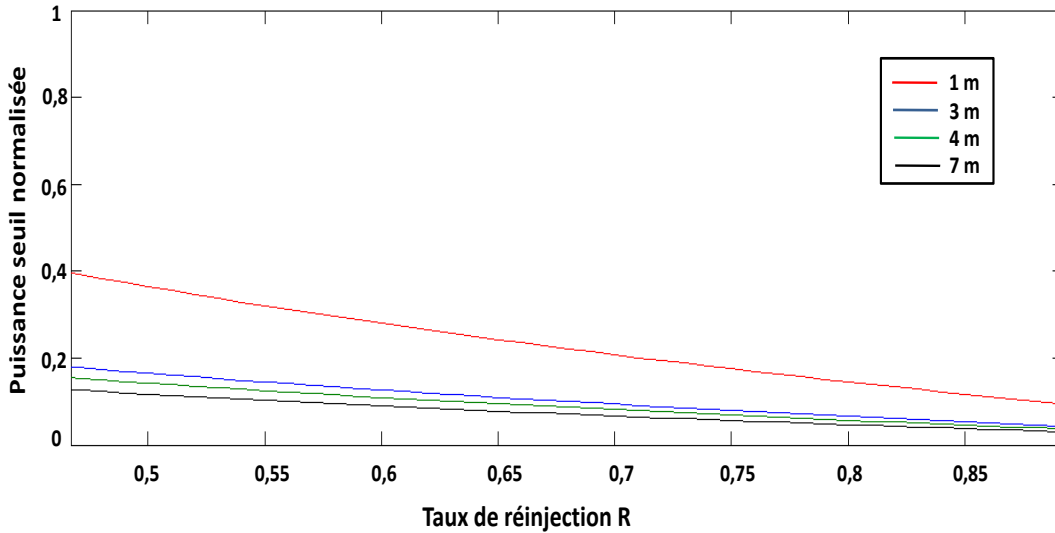


FIGURE 4.13 – Puissance laser seuil normalisée par rapport au taux de réinjection dans des cavités BFL pour différentes longueurs de fibre AsSe SC 5 (zoom sur la partie  $R = 0,5$  à  $R = 0,9$ ).

*Les puissances seuil tracées ont tous été normalisées par rapport à la puissance seuil calculée pour une cavité faite d'une fibre de 1 mètre. Nous constatons que l'utilisation d'une fibre plus longue de 4 ou de 7 mètres ne diminue pas de manière conséquente le seuil laser.*

- l'aire effective influence de manière assez conséquente le seuil laser pour les faibles taux de réinjection. A titre d'exemple, le modèle montre que la puissance seuil du BFL peut être améliorée d'au moins 3 dB (pour  $R < 0,5$ ) (figure 4.12) en passant d'une  $A_{eff}$  de  $13 \mu\text{m}^2$  à  $8 \mu\text{m}^2$ ;
- le seuil laser n'est pas considérablement amélioré en utilisant une fibre plus longue (4 et 7 mètres) dues aux pertes relativement élevées des fibres AsSe (figure 4.13). Par contre, le seuil laser est diminué de  $\approx 5$  dB par rapport à une fibre de 1 mètre.

#### 4.4.2 Mesure expérimentale du seuil du laser Brillouin

Une cavité silice de 20 mètres ( $R = 0,9$ ) a été réalisée et son seuil expérimentalement mesuré à 110 mW (voir partie 4.6). Cette valeur correspond à la valeur théorique obtenue à partir de l'équation (4.9); ce qui nous permet de valider ce modèle pour les cavités Brillouin en silice classique.

La puissance de la composante Stokes en fonction de la puissance de pompe injectée dans la fibre AsSe a aussi été expérimentalement mesurée et reportée en noir sur la figure 4.14. Nous remarquons que la puissance de la composante Stokes est proportionnelle à la puissance de pompe injectée avec un seuil laser atteint aux alentours de 35 mW avec une efficacité de conversion de 26 %.

Cette valeur est très supérieure au seuil laser prédit par le modèle analytique. En prenant en considération les différents paramètres de la fibre microstructurée AsSe et en les injectant dans l'équation (4.9), nous obtenons un seuil laser de l'ordre du mW pour un taux de réinjection de 0,9; ce qui est loin des 35 mW mesurés expérimentalement.

Nous pouvons donc conclure que notre modèle est trop simple pour décrire cette cavité laser. En

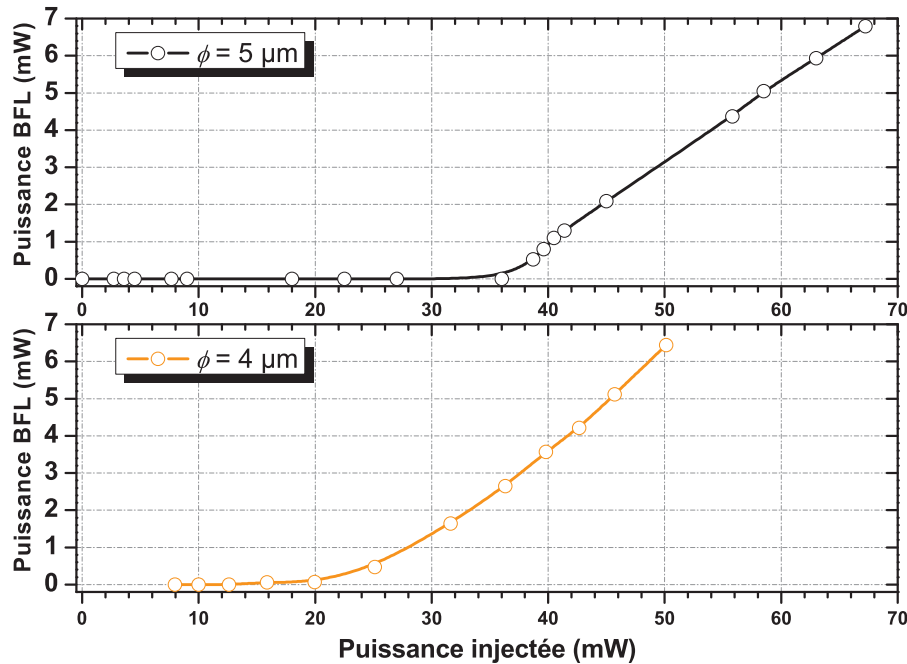


FIGURE 4.14 – Seuil laser de deux BFLs faits de fibre à cœur suspendu AsSe de 5 et 4  $\mu\text{m}$  de diamètres.

effet, le modèle ne prend pas en compte les réflexions parasites aux extrémités de la fibre, qui sont relativement élevées dans ces fibres (entre 10 % - 20 % dépendant de la composition de la fibre) et qui peuvent perturber le processus laser. Nous sommes actuellement en train de travailler sur un modèle plus complet.

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que le seuil Brillouin d'une fibre pouvait être abaissé en diminuant l'aire effective de la fibre. En règle générale, le seuil laser devrait donc aussi être réduit par l'utilisation d'une fibre avec un diamètre de cœur plus petit du moment que les pertes de couplage soient constantes. Pour le vérifier, nous avons répété l'expérience avec une fibre identique mais ayant un plus petit diamètre de cœur de 4  $\mu\text{m}$  et une aire effective de 8,4  $\mu\text{m}^2$  (précédemment 13  $\mu\text{m}^2$  avec la fibre de 5  $\mu\text{m}$ ). Effectivement, ce seuil a été réduit à 22 mW; ce qui équivaut à une réduction de 2 dB.

#### 4.4.3 Discussion

A travers des deux sections précédentes, nous avons vu que le seuil laser peut être réduit par deux méthodes, notamment en :

- utilisant une fibre plus longue;
- réduisant l'aire effective de la fibre.

En effet, plus la fibre est longue, plus on génère du gain Brillouin dans la fibre. De façon similaire, plus on réduit l'aire effective de la fibre, plus l'intensité de l'onde pompe dans la fibre sera concentrée et, par conséquent, le seuil Brillouin sera plus facilement atteint dans la fibre.

La question que nous nous posons légitimement est la suivante : pourquoi n'utilise-t-on pas une fibre très longue et avec une très petite aire effective ?

A premier abord, on serait tenté de répondre par l'affirmative à cette question. Cependant, ne confondons pas seuil Brillouin dans une fibre et seuil laser Brillouin d'une cavité. Avoir un plus grand gain Brillouin ne signifie pas forcément un seuil plus bas. Rappelons que le seuil laser n'est atteint que lorsque le gain compense les pertes. Donc, si les pertes de la cavité sont aussi augmentées, et de façon plus importante que le gain, le seuil laser ne sera pas forcément abaissé.

Ainsi, utiliser une fibre plus longue ne garantit pas forcément une réduction du seuil laser si les pertes de la fibre utilisées sont d'autant plus grandes. Cette hypothèse est particulièrement vraie dans le cas des fibres microstructurées en verre de chalcogénure où les pertes de transmission peuvent atteindre quelques dB/m, sans compter les pertes de couplage et les pertes dues à la réflexion Fresnel, qui viennent s'ajouter aux pertes de transmission. De plus, nous avons vu dans la partie 4.1 qu'il y a avait une longueur limite à ne pas dépasser pour ne pas introduire plusieurs modes longitudinaux dans la cavité. Pour les fibres ATOS, cette longueur est de l'ordre de quelques mètres. D'un point de vue général, on ne gagnerait pas forcément plus à augmenter la longueur de la cavité.

Diminuer l'aire effective de la fibre ne réduit pas forcément le seuil du laser Brillouin. En effet, les techniques de fabrications ne permettent pas, pour l'instant de garantir des pertes équivalentes pour des fibres microstructurées en verre de chalcogénure de petit cœur (diamètre inférieur à  $3 \mu\text{m}$ ). A titre d'exemple, les mêmes fibres AsSe utilisées pour ces travaux de recherche mais avec une aire effective plus petite de  $1,7 \mu\text{m}^2$  présentent des pertes de transmission de 4,6 dB/m [118]. En outre, l'utilisation de ces fibres "petit cœur" ramène aussi des modes acoustiques d'ordres supérieurs comme cela a été démontré expérimentalement dans la section 3.3.5; ce qui aura pour conséquence de repousser le seuil Brillouin et ainsi d'augmenter le seuil laser.

## 4.5 Bruit d'un laser Brillouin

Dans un laser classique, l'amplification de la lumière est obtenue à partir de l'inversion de population d'atome ou de molécule. L'émission spontanée associée au milieu à gain agit comme une source de bruit quantique responsable de la présence d'une largeur spectrale minimale donnée par la limite de Schawlow-Townes [43]. Dans les lasers à semi conducteurs, cette limite est de quelques MHz et peut même atteindre des valeurs en dessous du Hertz pour des lasers à gaz. Bien évidemment, cette limite est très difficile à mesurer car elle est noyée par le "bruit technique" ramené par des perturbations environnementales dues à des variations de température et à des vibrations mécaniques.

L'émission spontanée n'est pas la seule source de bruit dans les lasers classiques. Le bruit de l'émission laser dépend aussi des fluctuations du système de pompage. En fait, le bruit d'intensité d'un laser classique est très fortement lié au bruit d'intensité lié au processus de pompage du laser. Par exemple, la limite basse du bruit des lasers à fibre DFB, pompés optiquement, est souvent imposée par le bruit d'intensité de la pompe.

Bien que le bruit d'intensité d'un laser classique soit fortement lié au bruit ramené par le pro-

cessus de pompage [175], celui-ci n'a aucune influence sur la phase du champ électromagnétique émis [176, 177]. Dans le cas des lasers pompés optiquement, le bruit de fréquence de la pompe ne contribue pas au bruit de fréquence du laser [178].

Cependant, cette condition n'est plus vraie pour un laser Brillouin car il existe une forte corrélation entre la phase de l'onde Stokes émise et celle de l'onde pompe. Rappelons que dans le processus Brillouin, il existe une interaction entre trois ondes via l'électrostriction : une onde de pompe interagit avec une onde acoustique pour générer l'onde Stokes. Comme les intensités et phases de ces trois ondes sont couplées on comprend facilement que les fluctuations et donc les bruits d'intensité et de fréquence des ondes pompe et Stokes sont fortement liés.

#### 4.5.1 Réduction du bruit d'un laser Brillouin par rapport à sa pompe optique

La théorie sur le bruit des lasers Brillouin prédit que, généralement, le bruit de la pompe utilisée pour créer le processus Brillouin est filtré et atténué avant d'être transféré à l'onde Stokes. Dans le modèle décrit dans la référence [17], DÉBUT et ces collaborateurs expliquent cette réduction de largeur spectrale par l'association de deux systèmes linéaires. Le premier est un filtre de type passe-bas qui permet d'une part de filtrer les fluctuations de hautes fréquences, et d'autre part de réduire l'amplitude des fluctuations. Le deuxième moyenne les fluctuations sur un temps égal au temps de transit des photons dans la cavité. De ce filtrage et de cette moyenne résulte une réduction du coefficient de diffusion de phase, ce qui se caractérise par une plus grande cohérence de l'onde Stokes. Le rapport entre les largeurs spectrales à mi-hauteur est alors donné par un facteur  $K^2$ . La valeur de ce facteur est indépendante de la puissance de pompe et relie les deux largeurs spectrales via l'équation :

$$\Delta\nu_s = \frac{\Delta\nu_p}{K^2} \quad (4.10)$$

Le facteur  $K$  est alors donné par la relation :

$$K = 1 + \frac{\gamma_A}{\Gamma_c} \quad (4.11)$$

où  $\gamma_A = \pi \cdot \Delta\nu_B$  et  $\Gamma_c = -c \cdot \ln R / nL$  correspondent respectivement aux taux d'amortissement de l'onde acoustique et au taux de pertes de la cavité.

Dans le cas du bruit d'intensité des lasers Brillouin, les travaux théoriques et analytiques réalisés par STEPIEN [179] ont permis de déterminer que la réduction du bruit d'intensité, à l'inverse du bruit de fréquence, n'est pas toujours obtenue dans un laser Brillouin. Dans la même communication, les auteurs ont trouvé que la finesse de la cavité et le taux de pompage déterminent le niveau de bruit du laser Brillouin. Plus grande sera la finesse de la cavité, plus la réduction du bruit d'intensité de l'onde Stokes sera importante.



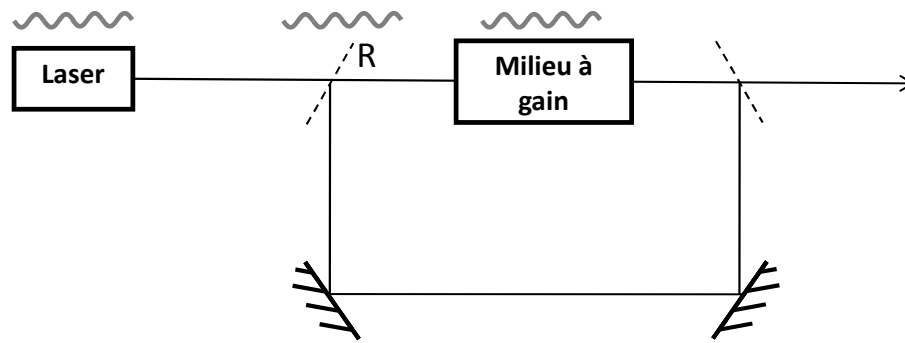


FIGURE 4.15 – Représentation schématique des différentes sources de bruit d'un laser

#### 4.5.2 Sources de bruit d'un laser Brillouin

Dans les lasers Brillouin, nous avons trois sources de bruit (figure 4.15). La première vient du bruit du laser de pompe utilisé, une deuxième dépend de la variation du coefficient de réinjection de la lumière dans la cavité et la dernière est liée aux variations de la longueur de la cavité laser. Il existe aussi un bruit lié au bruit acoustique que nous pouvons néanmoins négliger car il est généralement très faible par rapport aux autres contributions de bruit.

##### Bruit de la source de pompe optique

Le laser Brillouin dépend à la fois du bruit d'intensité et du bruit de fréquence du laser de pompe. En effet, ces deux bruits seront filtrés avant d'être transférés à l'onde Stokes. Pour avoir un laser Brillouin faible bruit, l'idéal serait donc d'utiliser le laser de pompe ayant le moins bruit possible.

##### Bruit lié à la cavité laser

Les fluctuations du laser Brillouin ramenées par la cavité laser sont principalement dues aux

- variations de la longueur de la cavité. En effet, des fluctuations thermiques et/ou mécaniques conduisent à une modulation de la longueur de la fibre (et donc de la cavité laser) provoquant un désaccord de phase  $\delta_c$  de l'onde optique qui s'y propage. Si la cavité laser est suffisamment stable, les fluctuations de sa longueur deviennent très faibles [180] n'induisant que des dérives de la fréquence d'émission du laser Brillouin, typiquement dans la bande de fréquence [DC - 1 KHz] et sont responsables des dérives lentes de la fréquence de l'onde Stokes. Par contre, elles ne contribuent pas à la largeur spectrale intrinsèque du laser.
- taux de réinjection de l'onde Stokes dans la cavité. Le bruit acoustique, les vibrations mécaniques de la cavité laser et les variations de températures engendrent des fluctuations du coefficient de réinjection de l'onde Stokes dans la cavité  $R$  et sur l'intensité du signal laser émis par la cavité Brillouin. Cela se traduit généralement par du bruit d'intensité en basse fréquence.

### Bruit de la diffusion Brillouin spontanée

Par analogie à un laser "classique", la diffusion Brillouin spontanée est à l'origine du processus laser [181]. Trouvant son origine dans les fluctuations thermiques de l'indice de réfraction de la fibre, la diffusion Brillouin spontanée contribue aussi aux fluctuations d'intensité de l'onde Stokes. Toutefois, dans la pratique, le laser Brillouin est toujours pompé suffisamment loin de son seuil pour ne plus être en régime spontané. Ainsi la variation de puissance normalisée à la puissance instantanée peut être considérée comme négligeable.

Le bruit lié à la diffusion Brillouin spontanée peut aussi rajouter du bruit de fréquence au laser Brillouin. Par analogie avec l'émission spontanée et la limite de Schawlow-Townes, la diffusion spontanée détermine la limite fondamentale de la cohérence des ondes Stokes [147]. Bien que sa contribution soit très faible, cette source de bruit n'est plus négligeable pour des lasers pompe de largeurs de l'ordre d'une dizaine de Hz qui vont générer des composantes Stokes de largeurs en dessous du Hz.

#### 4.5.3 Mesure expérimentale du RIN d'un laser Brillouin

Afin de déterminer la répercussion de chaque source de bruit sur le laser Brillouin, il faut déterminer le rapport des fluctuations relatives ( $\Delta I/I$ ) de l'intensité du champ Stokes sur celles de chaque source de bruit. Une méthode consiste à déterminer une fonction de gain pour chaque source de bruit sur une grande plage de fréquences. Elle s'obtient en introduisant une modulation sinusoïdale de l'un des paramètres à étudier, par exemple le coefficient de réinjection de la cavité, et en mesurant son influence sur l'intensité de l'onde Stokes [182].

Cependant, le but de ces travaux de thèse n'est pas d'étudier individuellement chaque source de bruit mais de caractériser le bruit d'intensité total du laser afin de vérifier si celui-ci devient une limite aux futures applications liées à notre laser.

Le bruit d'intensité de l'onde Stokes issue du BFL a été mesurée en utilisant une détection directe (figure 4.16) qui prend en compte le bruit de grenaille du système de détection. Comme cela est expliqué de manière exhaustive dans la section 1.5.1, cette mesure consiste à mesurer la DSP du photocourant généré par le détecteur en utilisant un analyseur de spectre électrique et à normaliser cette mesure par le photocourant moyen.

Une source blanche a été utilisée comme source de référence dans la bande de fréquence de mesure [1 kHz - 1 MHz]. La bande passante de la mesure a été limitée à 1 MHz dû au gain imposé sur l'amplificateur trans-impédance.

La cavité Brillouin AsSe a été pompée à deux fois son seuil laser en utilisant une source de pompage optique, constituée d'un laser à fibre DFB Koheras Adjustik et d'un amplificateur à fibre dopée Erbium, afin de générer une composante Stokes qu'on prélève en sortie n°4 du coupleur.

Préalablement, nous avons procédé à la mesure du RIN de cette source pompe (laser pompe + EDFA) que nous avons représentée sur la figure 4.17. Le RIN de la pompe présente un spectre classique :

- un faible bruit en basses fréquences;

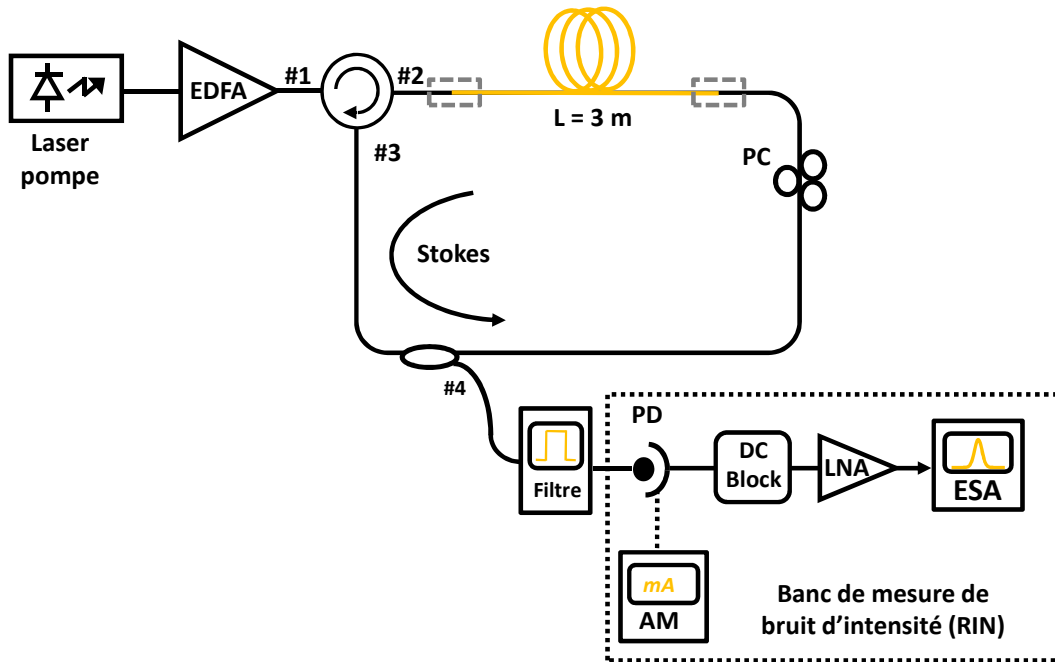


FIGURE 4.16 – Banc de mesure du bruit d'intensité (RIN) d'un laser Brillouin.

EDFA : Amplificateur à fibre Erbium; PC : Contrôleur de polarisation; PD : photodétecteur; AM : Ampèremètre; LNA : Amplificateur RF bas bruit; ESA : Analyseur de spectre électrique.

- un pic de relaxation (ROF, Relaxation Oscillation frequency) aux alentours de 150 kHz;
- une diminution du bruit de fréquence pour les fréquences hautes.

Notons tout de même la présence de plusieurs pics, caractéristique des vibrations acoustiques ramenés par le bruit technique, et une remontée du bruit d'intensité dans la bande de fréquence [1 kHz - 10 kHz] probablement ramenée par le système de ventilation du module EDFA utilisé <sup>1</sup>.

La sortie issue du BFL a été filtrée en utilisant un filtre commercial (6 GHz de bande passante) pour enlever toutes contributions résiduelles de la pompe avant la mesure de son bruit d'intensité donnée sur la figure 4.17. Nous constatons que le pic de relaxation a été filtré et transféré avec une réduction d'environ 5 dB sur la composante Stokes par rapport à la valeur du RIN de la pompe. Cette réduction peut être expliquée par l'effet filtrage de cavité principalement dû au temps de vie des phonons acoustiques dans la cavité évoqué dans la partie 4.5.1.

Le laser Brillouin à fibre microstructurée en verre de chalcogénure ramène aussi, comme dans le cas d'un laser à fibre Brillouin en silice [72, 168], une réduction du bruit d'intensité de la pompe.

#### 4.5.4 Largeur spectrale du laser Brillouin

Pour le projet ATOS, il est essentiel d'avoir des lasers monomodes très cohérents et donc de largeur de raie très fines. Les DFB FLs utilisées pour le projet ATOS ont une largeur de raie typiquement de l'ordre de plusieurs dizaines de kHz mais ils peuvent devenir très fins spectralement si

1. Pour éviter cette remontée, il aurait fallu mieux isoler mécaniquement la cavité des appareils électroniques utilisés (module de pompage optique, ventilation des amplificateurs RF etc...)

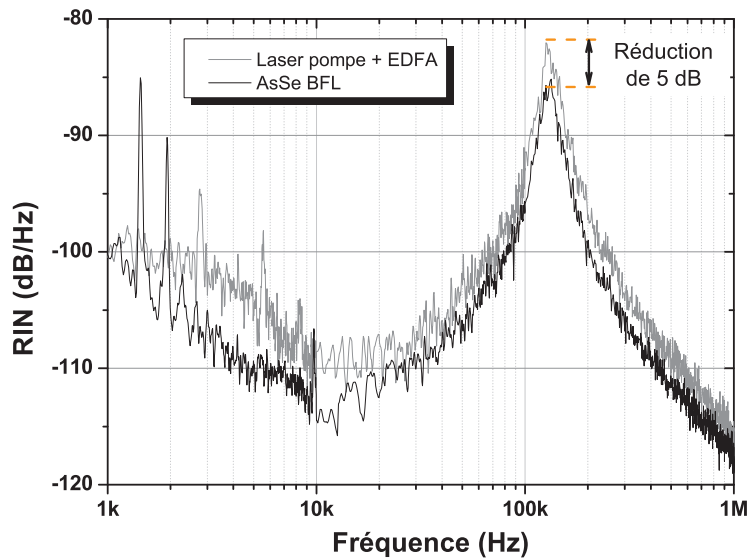


FIGURE 4.17 – Comparaison du RIN de la composante Stokes du BFL avec celui de la pompe.

la partie active du laser est bien “packagée” et maintenue à l’abri des variations de température et vibrations mécaniques.

Le cahier des charges du projet impose aussi aux lasers Brillouin d’être très cohérents. La mesure de la largeur de raie de notre BFL permet de quantifier cette cohérence et de comparer sa qualité spectrale avec d’autres lasers.

#### 4.5.4.1 Mesure expérimentale de la largeur de raie d’un laser Brillouin

La méthode auto-hétérodyne retardée, décrite dans la partie 1.5.2.2, a été utilisée pour mesurer la largeur spectrale de l’onde Stokes extraite de la cavité BFL AsSe. Une fibre de délai  $L_d$  de 50 km a été rajoutée dans un des deux bras de l’interféromètre afin de s’assurer que les deux signaux sont complètement décorrélés pour avoir une mesure “directe” de la largeur de raie du laser. En considérant cette valeur de  $L_d$ , une résolution de mesure de 4 kHz peut être déduite avec les équations (1.74), (1.75) et (1.76).

La mesure auto-hétérodyne du BFL, obtenue directement de l’analyseur de spectre électrique, est tracée sur la figure 4.18. Après interpolation des points expérimentaux, nous remarquons non seulement une contribution Lorentzienne (en orange), responsable de la partie haute (et donc de la largeur de raie du laser) de la courbe, mais aussi une contribution Gaussienne (en vert) vers les “ailes” de la courbe. Le spectre a donc un profil de Voigt [55] résultant de la convolution entre un spectre Lorentzien, associé à la partie blanche du bruit de fréquence et un spectre Gaussien dû au bruit en  $1/f$ .

Pour la mesure de la largeur de raie, nous ne considérons que la partie Lorentzienne. En prenant en compte les valeurs des différents paramètres après le “fit”, une largeur spectrale de  $\approx 12$  kHz a

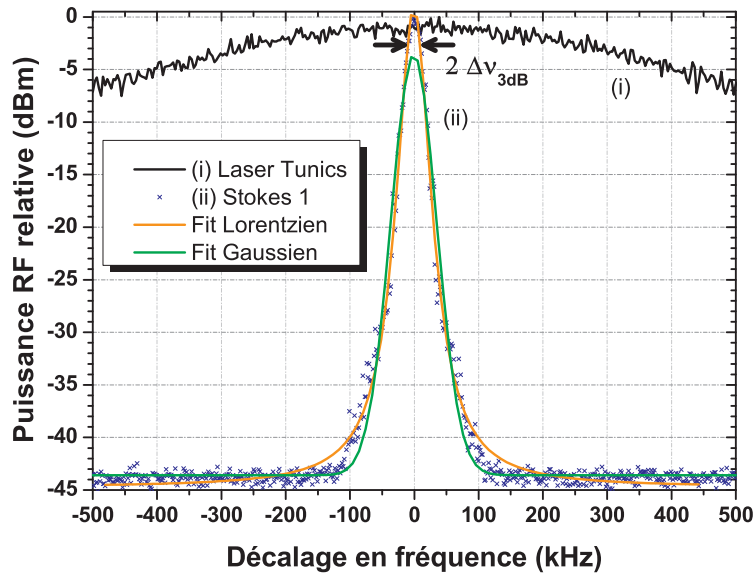


FIGURE 4.18 – Mesure de la largeur de raie du BFL par une méthode auto-hétérodyne retardée. La mesure auto-hétérodyne peut être décomposée en deux parties : une contribution Lorentzienne (en orange) et une contribution Gaussienne (en vert).

été estimée. Nous avons fait de même pour le laser pompe (laser Tunics) et une largeur de 250 kHz a été retrouvée.

#### 4.5.4.2 Réduction de la largeur de raie d'un laser Brillouin par rapport à celle de sa pompe

Il existe bien un effet filtrage, évoqué dans dans la section 4.5.1, comme c'est le cas dans les lasers Brillouin en silice. En effet, nous voyons sur la figure 4.18 que la largeur spectrale du laser Brillouin est moins importante que celle de son laser pompe; plus précisément  $\approx 17$  fois moins si on fait un rapport entre les deux largeurs spectrales.

Nous avons aussi changé de laser de pompe pour confirmer cet effet "affinement de largeur" dans les cavités Brillouin. Deux autres lasers, un plus cohérent et un autre plus large spectralement,

Laser	$\Delta\nu_{3dB}$ pompe (kHz)	$\Delta\nu_{3dB}$ Stokes (kHz)	Rapport
Tunics PR	240	14	17
Semi-conducteur Télécom	4000	270	15
Koheras Basik	40	—	—

TABLE 4.3 – Réduction de la largeur spectrale du BFL pour différents lasers de pompe.  $\Delta\nu_{3dB}$  pompe : largeur spectrale de la pompe (laser pompe + EDFA);  $\Delta\nu_{3dB}$  Stokes : largeur spectrale du BFL mesurées par la méthode auto-hétérodyne décorrélée; Rapport : réduction de  $\Delta\nu_{3dB}$  Stokes par rapport à  $\Delta\nu_{3dB}$  pompe.

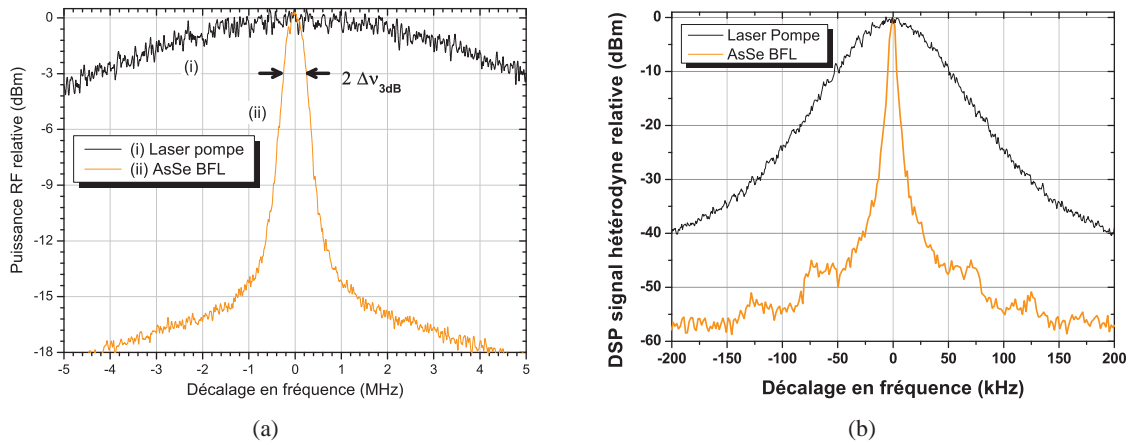


FIGURE 4.19 – Réduction de la largeur de raie de la composante Stokes de la cavité BFL avec comme laser de pompe (a) un laser semi-conducteur utilisé en Télécom et (b) un laser à fibre DFB Koheras.

ont été utilisés. Nous voyons bien que les deux composantes Brillouin des figures 4.19(a) et 4.19(b) sont plus fines par rapport aux largeurs spectrales de leurs pompes respectives.

Pour chacun de ces trois lasers, les largeurs de la pompe et de la composante Stokes ont été estimées et notées sur le tableau 4.3. Dans le cas du laser à semi-conducteur, nous retrouvons un rapport de 15 entre les largeurs spectrales pompe et Stokes. Cette différence de 10 % peut facilement s'expliquer par les incertitudes liées aux mesures (acquisitions faites avec des résolutions différentes : 10 kHz pour la Tunicas et 50 kHz pour le laser semi-conducteur, différentes conditions expérimentales durant la mesure...).

Pour le laser Brillouin obtenu à partir du laser pompe Koheras Basik, il est clair que les 50 km de longueur de délai n'étaient pas suffisants pour décorréler les deux signaux venant des deux bras de l'interféromètre comme en témoigne la forme oscillatoire du signal sur la figure 4.19(b) [70]. Nous pouvons, malheureusement, seulement dire que sa largeur est inférieure à 4 kHz sans toutefois pouvoir prédire avec plus de précision sa largeur spectrale.

De manière pratique, il serait très compliqué d'effectuer cette mesure de largeur de raie car il faudrait plusieurs centaines de kilomètres pour avoir un signal décorrélé au niveau du détecteur. Aucune méthode directe ne permet alors de la mesurer. D'où la nécessité de développer des méthodes innovantes et alternatives permettant de mesurer des lasers ultra-cohérents (largeurs sub-kilohertz).

Deux méthodes sont actuellement en cours de développement au laboratoire. La première méthode est basée sur la mesure du bruit d'intensité du signal laser rétrodiffusée dans une fibre optique. Cette technique originale, qui a déjà fait l'objet d'une publication [183], est expliquée de façon exhaustive dans l'Annexe B. Cependant, cette méthode ne permet pas de mesurer des largeurs de l'ordre de la dizaine de kilohertz ou moins car la bobine de fibre silice utilisée ne produit pas suffisamment de rétrodiffusion Rayleigh pour décorréler des signaux très cohérents. Quelques changements ont été apportés, notamment l'usage des fibres produisant plus d'effet Rayleigh, mais à l'heure actuelle, nous n'avons toujours pas réussi à mesurer des largeurs sub-kilohertz avec cette

méthode. La deuxième méthode est une technique de mesure basée sur une analyse spectrale en utilisant un laser Brillouin [184]. Ce point sera traité de façon plus exhaustif dans le dernier chapitre.

#### 4.5.5 Mesure expérimentale de la DSP du bruit de fréquence d'un laser Brillouin

La largeur de raie ne nous donnant qu'une valeur unique, cette notion est d'un intérêt particulier dans les cas des applications ou pour une comparaison de la cohérence entre deux lasers.

Dans notre cas, il serait plus intéressant d'avoir accès au spectre complet de bruit de fréquence; l'avantage principal réside sur le fait qu'un spectre de bruit de fréquence nous fournit beaucoup plus d'information notamment sur la contribution de différentes sources de bruits plus particulièrement celles qui ne rentrent pas en compte dans la mesure de la largeur spectrale.

De plus, la largeur de raie d'un laser peut être estimée à partir de son spectre de bruit de fréquence. Comme nous avons vu dans le paragraphe précédent qu'il était très difficile de mesurer la largeur spectrale d'un laser très cohérent avec une mesure auto-hétérodyne classique, l'exploitation du spectre de bruit de fréquence pourrait permettre de remonter vers cette mesure.

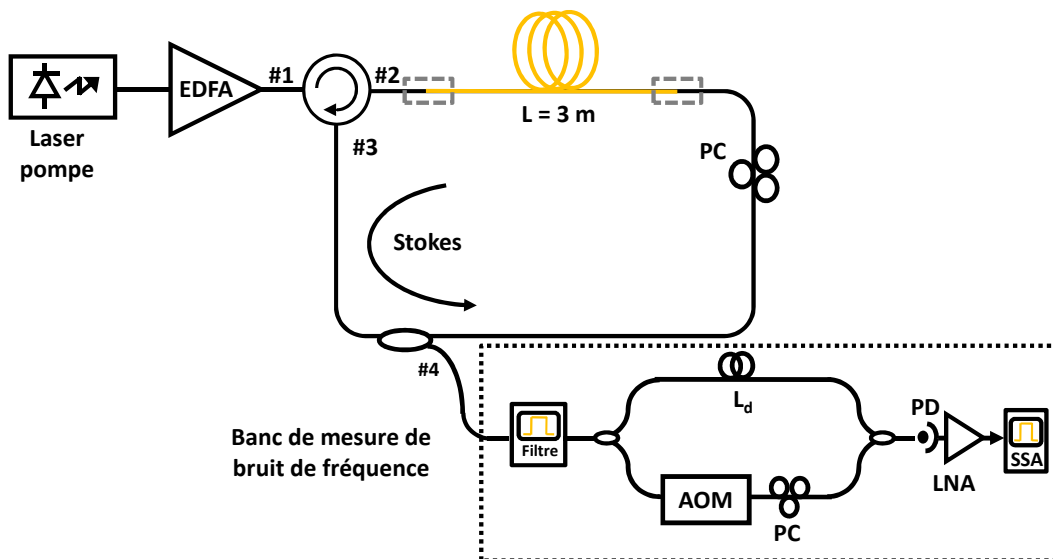


FIGURE 4.20 – Banc de mesure du bruit de fréquence d'un laser Brillouin.

*EDFA : Amplificateur à fibre Erbium; PC : Contrôleur de polarisation; PD : photodétecteur;  $L_d$  : Longueur de la fibre de délai; AOM : Modulateur Acousto-optique; LNA : Amplificateur RF bas bruit; SSA : Analyseur de bruit de phase.*

La DSP du bruit de fréquence de l'onde Stokes, issue de la cavité Brillouin, a été mesurée en utilisant la méthode auto-hétérodyne corrélée décrite dans la partie 1.5.3.2 (figure 4.20). Un laser accordable, Tunics PR, a été utilisé comme laser de pompe. Rappelons que nous avons mesuré une largeur spectrale de 250 kHz par une méthode auto-hétérodyne pour ce laser. Une ligne à retard  $L_d$  de 15 mètres, inférieure à la longueur de cohérence du laser pompe, a été utilisée afin que le système fonctionne en mode cohérent pour avoir accès aux fluctuations de fréquence.

Dû à l'indice très haut du verre AsSe ( $\approx 2,81$  à  $1,55 \mu\text{m}$ ), une partie du signal injectée est réfléchiée à la face d'entrée de la fibre, se rajoutant ainsi à l'onde Stokes extrait du port n°4 du



coupleur de sortie. Un filtre commercial de Yenista (bande passante de 6 GHz) a été rajouté au montage afin de se débarrasser de la contribution de cette pompe résiduelle avant d'effectuer les mesures de bruit.

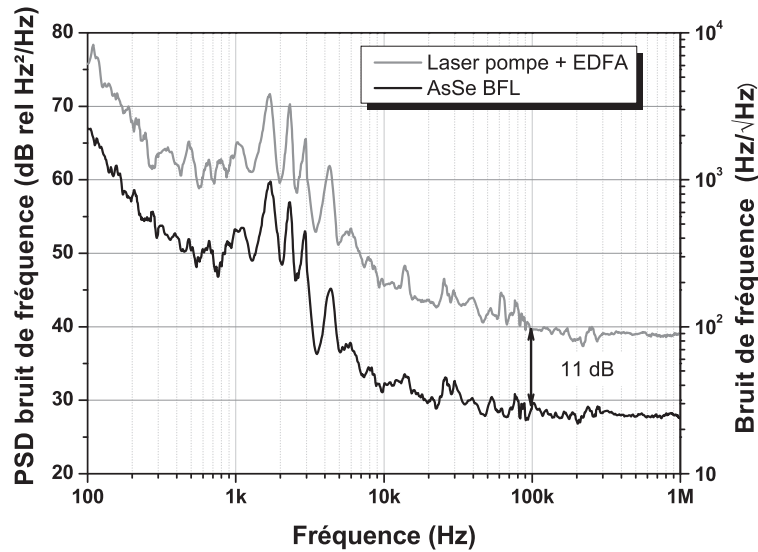


FIGURE 4.21 – DSP du bruit de fréquence d'un laser Brillouin.

*L1 : pompe (laser Tunics PR + EDFA) et BFL1 : Laser Brillouin correspondant*

La DSP du bruit de fréquence de la composante Stokes (AsSe BFL) a été mesurée et tracée en noir sur la figure 4.21. Le spectre de la DSP de bruit de fréquence est composée de deux parties :

- une partie basse fréquence dominé par le “flicker noise,” allant jusqu'à environ 200 kHz et responsable d'une contribution Gaussienne  $\Delta v_{3dB}$  sur la largeur spectrale du laser. Nous constatons que le bruit en dessous de 10 kHz de la courbe noire de la figure 4.21 n'est pas totalement en  $1/f$  et contient plusieurs pics dans la bande [1 kHz - 10 kHz]. Ce bruit est intrinsèque au laser de pompe utilisé et a été transféré à la cavité Brillouin;
- une composante blanche responsable d'une contribution Lorentzienne  $\Delta v_L$  sur la largeur spectrale du laser.

A des fins de comparaisons, la DSP du bruit de fréquence de la pompe, composée du laser pompe et d'un amplificateur EDFA, a aussi été mesurée et tracée sur la même figure 4.21. Préalablement, on peut déjà prédire que l'effet filtrage de cavité va apporter une réduction du bruit de fréquence de la composante Stokes.

Les expériences réalisées l'ont confirmé. En effet, remarquons une importante réduction de la DSP du bruit de fréquence du laser Brillouin par rapport à celui de la pompe sur l'ensemble du spectre. Par exemple, nous notons 11 dB de réduction de bruit à une fréquence de 100 kHz arbitrairement choisie.

Remarquons quand même que la réduction de bruit de fréquence mesurée dans la région des basses fréquences, c'est à dire en dessous de 1 kHz, n'est pas très précise car du bruit additionnel,



rapporté par le bruit technique, vient s'ajouter à la mesure du bruit de fréquence.

## 4.6 Comparaisons avec un laser Brillouin à fibre silice classique

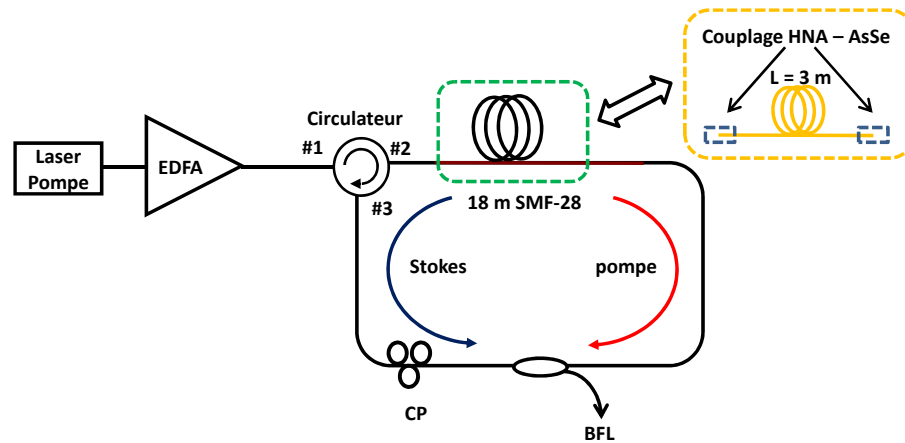


FIGURE 4.22 – BFL en anneau avec pompe résonante dans la cavité

Afin d'effectuer une étude comparative, les mêmes expériences ont été réalisées en utilisant une bobine de fibre silice monomode classique type SMF-28 (figure 4.22). Pour faciliter la lecture, cette cavité Brillouin sera référencée comme SMF-28 BFL. La longueur totale de cette cavité a été ajustée à 20 mètres de sorte à n'avoir qu'un seul mode longitudinal pour le laser Brillouin. Cela correspond à une FSR de 10 MHz, soit la même valeur que la largeur de la bande de gain Brillouin en régime stimulé dans la silice ( $\approx 10\text{ MHz}$ ).

En prenant en compte les faibles pertes dans la fibre SMF-28, les pertes totales dans la cavité sont estimées à 3 dB.

### 4.6.1 Seuil du laser SMF-28 BFL

Le seuil du SMF-28 BFL a été mesuré à 110 mW. Cette valeur est 5 fois plus élevée que le seuil de 22 mW mesuré pour la cavité AsSe BFL bien que la longueur de la cavité fasse 20 mètres (contre 3 mètres pour la cavité AsSe BFL). Ce résultat montre tout l'intérêt d'utiliser des fibres microstructurées en verre de chalcogénure pour la cavité laser car, au final, nous avons un laser plus compact avec un plus petit seuil laser.

### 4.6.2 RIN et bruit de fréquence du laser SMF-28 BFL

Les performances de bruit du laser Brillouin en silice ont aussi été étudiées et comparées à celles du AsSe BFL. La mesure du RIN du SMF-28 BFL a été superposée à celles de la pompe et du AsSe BFL, précédemment mesurée, sur la figure 4.24. Nous notons une réduction similaire du niveau de bruit d'intensité par rapport au RIN de la pompe autour du pic de relaxation sur les deux cavités BFLs.

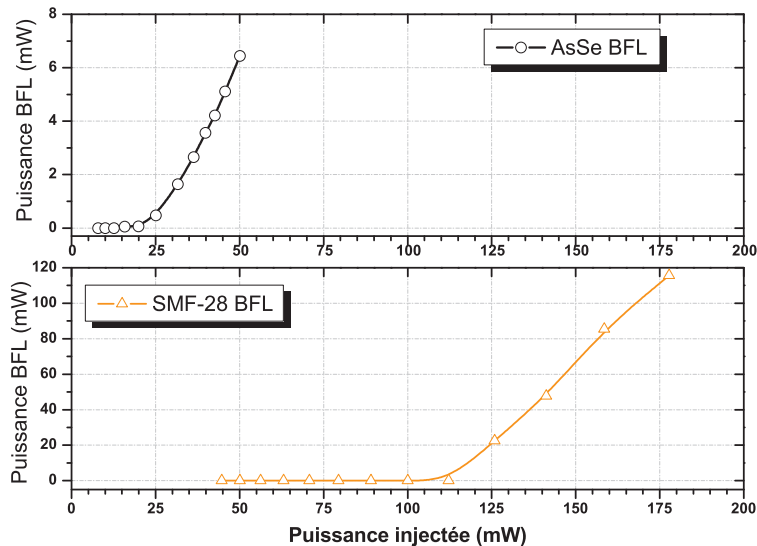
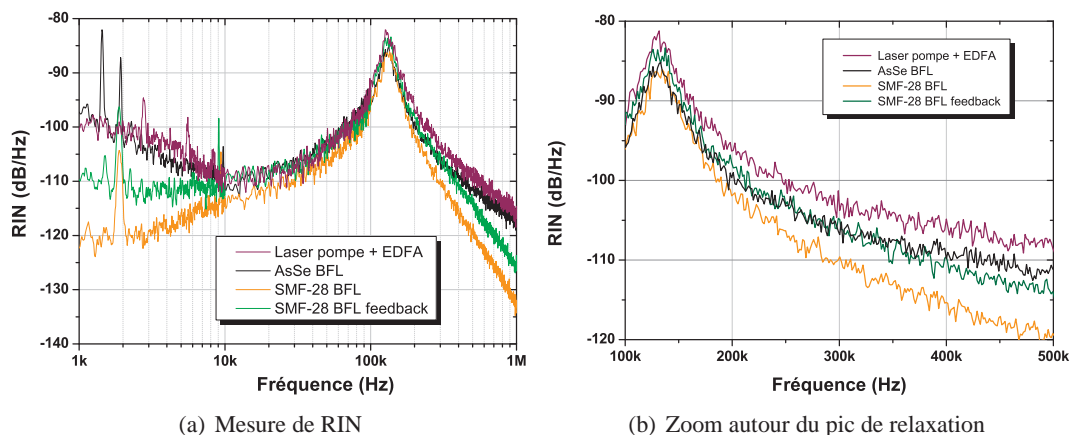


FIGURE 4.23 – Seuil du BFL GeAsSe.



(a) Mesure de RIN

(b) Zoom autour du pic de relaxation

FIGURE 4.24 – Comparaison du RIN entre une cavité Brillouin faite de fibre silice classique et une autre faite de fibre AsSe.

%legendeComparaison de la DSP du bruit de fréquence du AsSe BFL et du GeAsSe BFL générés avec la même pompe. Le BFL GeAsSe (noir) génère une plus grande réduction du bruit de fréquence que le BFL AsSe (orange).

Cependant, une réduction de bruit plus importante est observée pour le laser silice dans la bande de fréquence [1 kHz - 10 kHz]. Cette augmentation du bruit d'intensité dans la cavité en fibre AsSe peut être en partie expliquée par les grandes fluctuations de couplage de l'onde Stokes dans la cavité. En effet, les moindres vibrations mécaniques et acoustiques basses fréquences peuvent affecter l'injection de la lumière dans la fibre en verre de chalcogénure causant ainsi une remontée du bruit basses fréquences. Dans le cas de la cavité en silice, nous n'avons pas affaire à ce problème car tous les composants sont soudés.

Le niveau très élevé du bruit d'intensité du AsSe BFL dans les basses fréquences pourrait aussi

être dû à la très grande dépendance de l'état de la polarisation de l'onde Stokes dans la fibre par rapport à la température ambiante de la fibre. En effet, lors des expériences, il a été observé qu'avec l'augmentation de la puissance de pompe (et donc de la température de la fibre) il devenait de plus en plus difficile d'obtenir une puissance stable en sortie du AsSe BFL.

Finalement, le fait qu'il y ait une réflexion de l'onde pompe aux faces d'entrée et de sortie de la fibre en verre de chalcogénure peut créer une onde stationnaire dans la cavité. Ainsi, la cavité n'est pas pompée de façon uniforme ce qui peut ramener du bruit d'intensité dans le laser AsSe BFL. Pour confirmer cette hypothèse, nous avons volontairement introduit une partie de l'onde pompe dans la cavité SMF-28 BFL dans le sens de propagation de l'onde Stokes. Dans cette configuration, la cavité ne "voit" plus une pompe d'intensité constante mais sinusoidale résultant de l'interférence entre les deux ondes pompe se propageant en sens inverse. Le RIN de la cavité SMF-28 BFL a été déterminé et tracé sur la même courbe 4.24. Remarquons une remontée générale du bruit de la cavité SMF-28 BFL; ce qui nous permet de dire que la réflexion de la pompe agit tout de même sur le bruit intrinsèque du laser en verre de chalcogénure.

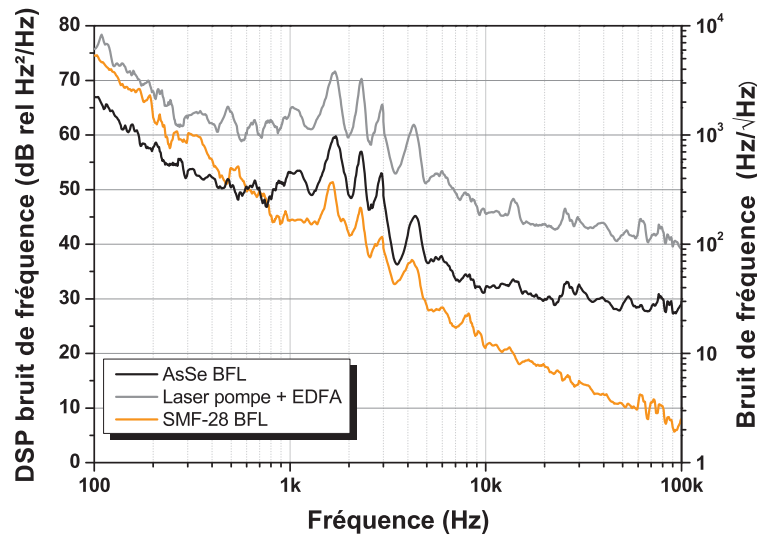


FIGURE 4.25 – DSP du bruit de fréquence du BFL SMF-28

Le bruit de fréquence du SMF-28 BFL a aussi été mesuré (figure 4.25). Globalement, nous notons une réduction du bruit de fréquence plus conséquente que celle déjà notée avec le AsSe BFL bien qu'il y ait une remontée du bruit dans la bande [100 Hz - 1 kHz]. Ce surplus de bruit peut être mis sur le compte du bruit technique, qui était plus conséquent pendant la mesure. Notons aussi que, dans ce cas précis, nous n'avons affaire qu'au flicker noise sur toute la bande de mesure.

Cette meilleure performance de bruit de la cavité Brillouin en silice peut s'expliquer par la réduction des pertes totales dans la cavité. En effet, en prenant en compte les équations (4.10) et (4.11), on comprend bien que la largeur spectrale de l'onde Stokes générée dans une cavité dépend des pertes dans la cavité : plus les pertes d'une cavité sont faibles, plus l'onde Stokes sera cohérente.

Comme la largeur spectrale de l'onde Stokes est fonction de la DSP du bruit de fréquence (voir partie 1.4.2.4), une onde Stokes plus cohérente va forcément avoir un niveau plus bas de DSP

du bruit de fréquence. Les 7,5 dB de pertes en moins dans la cavité Brillouin en silice vont donc contribuer à une plus grande réduction du bruit de fréquence de la pompe.

## 4.7 BFL avec un plus petit seuil et de meilleures propriétés de bruit

Une alternative pour réduire le seuil du laser de 22 mW de notre AsSe BFL est d'utiliser des fibres en verre de chalcogénure avec moins de pertes de transmission, ce qui permet de réduire les pertes dans la cavité en anneau.

Nous avons vu dans le chapitre 3 que les fibres AsSe ne permettaient pas d'avoir des plus petites pertes de transmissions pour des petits cœur (diamètre de  $4 \mu\text{m}$  et moins) à cause du processus de fabrication.

Nous nous sommes donc tournés vers une fibre d'une autre composition, une fibre microstructurée GeAsSe. Cette composition de fibre est mieux adaptée à la technique de fabrication par moulage des fibres microstructurées en verre de chalcogénure. De ce fait, les pertes obtenues dans ces fibres sont au niveau des pertes du matériau. Pour la fibre GeAsSe de  $3,8 \mu\text{m}$  (aire effective de  $8,66 \mu\text{m}^2$ ) que nous avons utilisée, les pertes de transmissions ont été estimées à  $0,65 \text{ dB/m}$ .

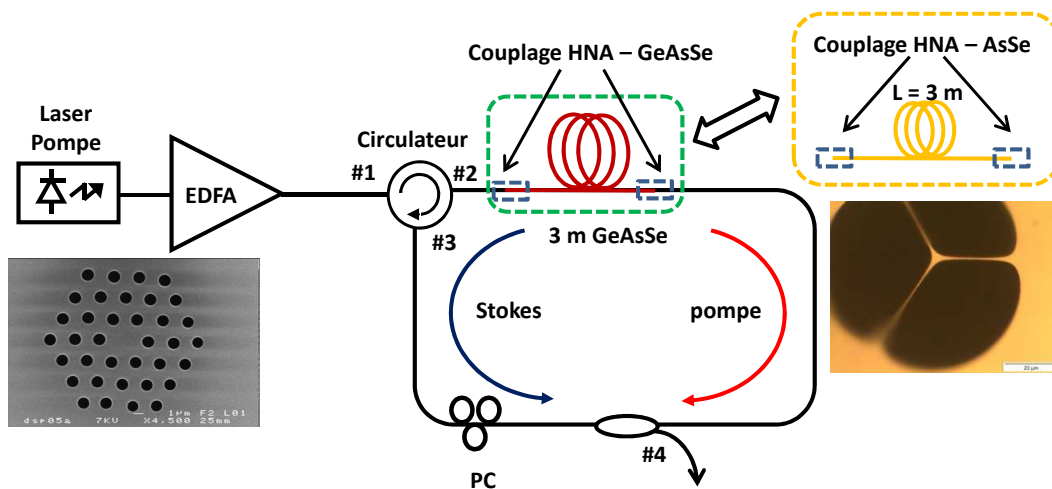


FIGURE 4.26 – Cavité Brillouin réalisée avec une fibre microstructurée GeAsSe (gauche) au lieu de la fibre à cœur suspendu AsSe (droite).

*EDFA : Amplificateur à fibre Erbium; HNA : Fibre à grande ouverture numérique; PC : Contrôleur de polarisation.*

La caractérisation Brillouin de cette fibre a été préalablement effectuée et décrite dans le chapitre précédent. Le même banc que celui précédemment décrit dans la partie 4.2.3 a été utilisé. Cette fois-ci, nous avons remplacé la fibre AsSe SC par la fibre GeAsSe HF. Cette fibre, contrairement à la fibre AsSe SC, est de nature monomode transverse de par la géométrie des couronnes d'air ( $\Lambda < 0,4$ ) comme nous l'avons préalablement vérifié dans la partie 2.4.4.3.

En prenant en compte l'indice de réfraction de 2,62 de la fibre GeAsSe HF, la longueur totale de la cavité optique devient  $15,1 \text{ m}$  ( $5 \times 1,45 + 3 \times 2,62$ ). Cela correspond à un ISL de 19,9 MHz,

ce qui est supérieur à la largeur de la bande de gain Brillouin  $\Delta\nu_B$  de 17,6 MHz que nous avons préalablement mesurée, réduisant le risque d'une émission instable du laser.

Les pertes dans la cavité incluent :

- 1,95 dB due aux pertes de transmissions dans la fibre;
- 1 dB due aux réflexions de Fresnel;
- 2,5 dB de pertes de couplage;
- 2,5 dB due aux pertes à travers les autres composants optiques dans la cavité.

Au final, les pertes totales de la cavités s'additionnent à 7,95 dB avec l'utilisation de la fibre GeAsSe, ce qui est une amélioration par rapport au 10,5 dB obtenue avec la fibre AsSe (tableau 4.4).

Source de pertes dans la cavité	Pertes de transmission [dB]	Pertes réflexion Fresnel [dB]	Pertes de couplage [dB]	Pertes cavité [dB]
AsSe BFL	3	1,1	3,9	2,5
GeAsSe BFL	1,95	1	2,5	2,5

TABLE 4.4 – Répartition des pertes totales de la cavité laser

#### 4.7.1 Seuil du GeAsSe BFL

L'utilisation de la fibre GeAsSe présente un petit inconvénient. En effet, nous avons mesuré un coefficient de gain Brillouin  $g_B$  de  $4,4 \cdot 10^{-9}$  m/W dans ces fibres, soit un peu moins que les  $5,0 \cdot 10^{-9}$  m/W d'une fibre AsSe SC d'aire effective équivalente. Cela implique qu'on aura moins de gain Brillouin dans la fibre GeAsSe.

Cependant, la différence entre les deux valeurs de  $g_B$  n'est que de 0,6 dB. Comme la nouvelle cavité présente 2,55 dB de pertes de moins que la cavité AsSe BFL, cette différence est plus que compensée et nous pouvons légitimement nous attendre à une réduction du seuil du laser de la cavité Brillouin avec la fibre GeAsSe.

Nous avons expérimentalement vérifié cette hypothèse en mesurant le seuil du laser Brillouin composé de la fibre microstructurée GeAsSe (GeAsSe BFL). La valeur de la puissance Stokes générée en sortie du laser Brillouin a été mesurée pour différentes puissances injectées dans la fibre comme représentée sur la figure 4.27. A partir de cette figure, nous constatons un seuil laser de 6 mW. L'utilisation d'une fibre avec moins de pertes de transmission et de nature monomode (c.f chapitre 2) a effectivement permis de diminuer le seuil laser de la cavité Brillouin.

#### 4.7.2 RIN du GeAsSe BFL

Le bruit d'intensité (RIN) du laser BFL GeAsSe a été mesuré et tracé sur la figure 4.28. Nous avons aussi reporté sur la même figure les RIN du laser BFL AsSe et de la pompe à des fins de comparaison.

Comme attendu, la cavité GeAsSe BFL se manifeste avec une réduction de son bruit d'intensité en comparaison avec celui de sa pompe. En effet, le GeAsSe BFL présente un niveau de RIN (noir)

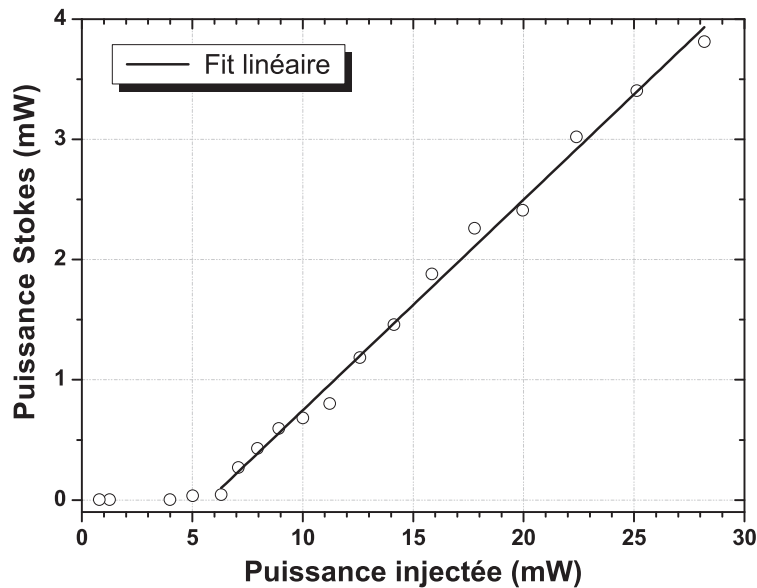


FIGURE 4.27 – Mesure du seuil laser de la cavité GeAsSe BFL.

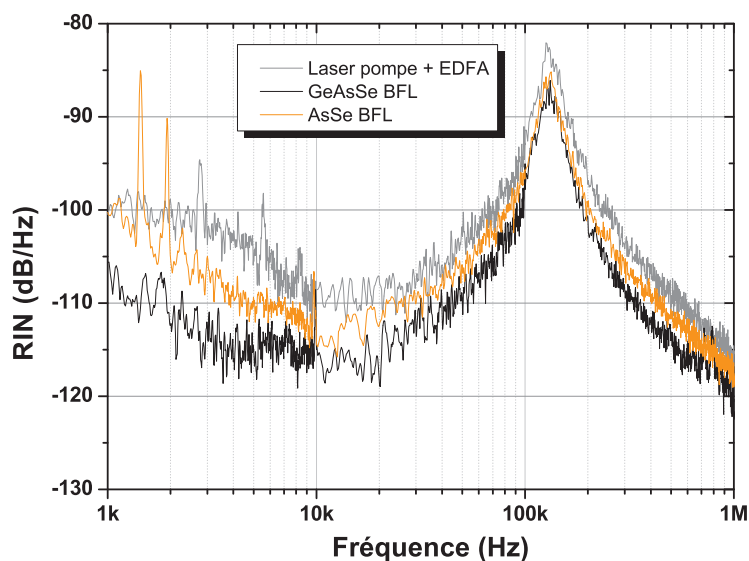


FIGURE 4.28 – Comparaison du bruit d'intensité (RIN) entre un BFL AsSe et un BFL GeAsSe.  
*Nous voyons une petite amélioration du bruit d'intensité en utilisant la fibre GeAsSe (noir) au lieu de la fibre AsSe (orange).*

inférieur à celui du AsSe BFL (orange). Cette diminution de bruit peut potentiellement s'expliquer par une réduction du bruit de couplage de l'onde Stokes dans la cavité liée au côté monomode de la fibre GeAsSe. De plus, nous avons aussi noté pendant les expériences que l'état de la polarisation de l'onde Stokes dans la fibre GeAsSe était moins sensible aux perturbations extérieures; ce qui peut aussi contribuer à baisser le niveau de bruit d'intensité du laser.

### 4.7.3 Bruit de fréquence du GeAsSe BFL

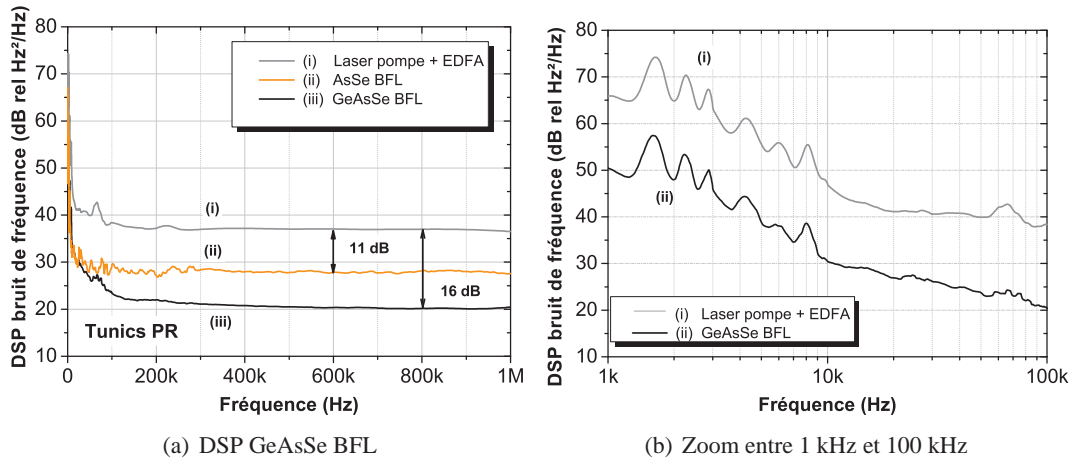


FIGURE 4.29 – Comparaison de la DSP du bruit de fréquence du AsSe BFL et du GeAsSe BFL générés avec la même pompe.

*Le BFL GeAsSe (noir) génère une plus grande réduction du bruit de fréquence que le BFL AsSe (orange).*

Le GeAsSe BFL a aussi été caractérisé en terme de son bruit de fréquence. Nous avons utilisé le même système de pompage optique que précédemment (laser Tunicas + EDFA). Les DSP des bruit de fréquence de la pompe et du GeAsSe BFL sont représentées sur la figure 4.29.

Comme déjà démontré avec le AsSe BFL dans la partie 4.5.5, le bruit de fréquence de la pompe est transféré et filtré par la cavité GeAsSe BFL. Par contre, on constate une plus grande réduction du bruit de fréquence de 16 dB dans la cavité BFL GeAsSe dans la partie bruit blanc du spectre (comparée au 11 dB pour la cavité BFL AsSe). La même explication, détaillée dans la partie 4.6.2 peut être mise en avant pour expliquer cette meilleure performance de bruit par la réduction des pertes totales dans la cavité.

La même expérience a été refaite en utilisant différents lasers de pompe (figure 4.30), notamment:

- un laser DFB semi-conducteur (L1);
- un laser à fibre commercial en module Koheras Basik (L2);
- un laser à fibre DFB pompé à 1480 nm (L3);
- un laser à fibre DFB commercial Koheras Adjustik (L4) avec une boucle de contre-réaction.

Comme précédemment, la réduction du bruit de fréquence entre la composante Stokes et la pompe de ces quatre lasers a été mesurée. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 4.5.

D'un point de vue général, nous constatons que la DSP du bruit de fréquence de l'onde Stokes est supérieure à la valeur de la DSP de sa composante Stokes; démontrant ainsi la plus grande cohérence de cette dernière.

La réduction du bruit de fréquence a été mesurée à une fréquence aléatoirement choisie de 20



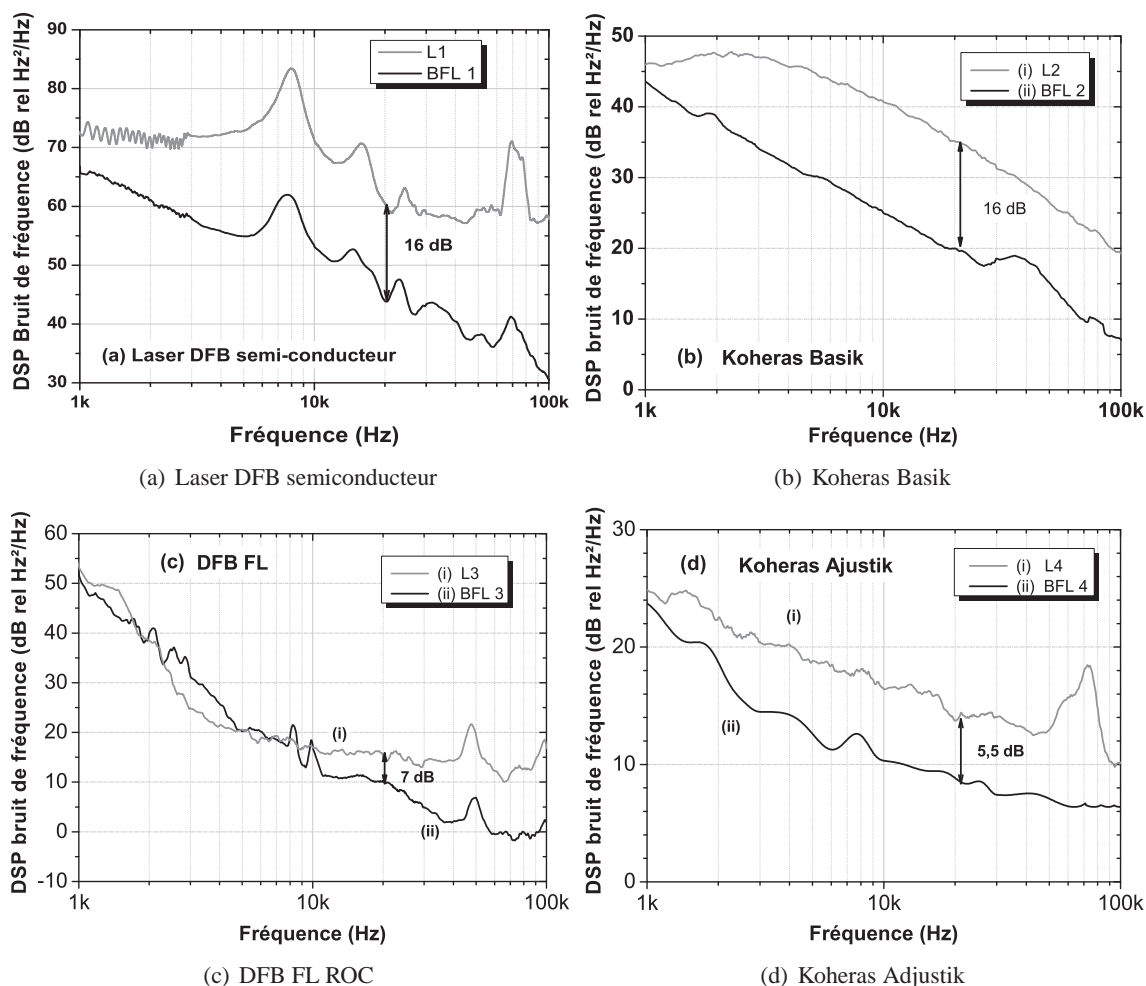


FIGURE 4.30 – DSP du bruit de fréquence de la (i) pompe (ii) composante Stokes pour différents lasers de pompe; notamment (a) un laser DFB semi-conducteur, (b) un laser à fibre en module Koheras Basik, (c) un laser à fibre DFB ROC pompé optiquement à 1480 nm et (d) un laser à fibre Koheras Adjustik.

kHz. Il est intéressant de noter que pour les lasers moins cohérents (Tunics PR, L1 et L2), la même réduction de 16 dB a été mesurée. Remarquons tout de même que pour le laser DFB FL RIO, les valeurs mesurées en dessous de 10 kHz pour les composantes pompe et Stokes sont au même niveau. Cela s'explique par le fait que le bruit que nous mesurons dans cette gamme de fréquence n'est pas le bruit intrinsèque du laser mais le bruit de phase du générateur RF, transformé en bruit de fréquence par l'interféromètre de Mach-Zehnder, utilisé sur le banc de mesure. Pour corriger ce problème, nous avons utilisé une longueur de fibre de délai plus longue pour la mesure du laser L4 pour s'affranchir du bruit basse fréquence rapporté par le générateur RF.

Pour des sources plus cohérentes (L3 et L4), nous mesurons une plus petite différence de 7 dB et 5,5 dB entre le bruit de fréquence du couple (L3,BFL 3) et (L4, BFL 4) respectivement. D'après l'équation (4.10), il n'y a pas de raisons apparentes pour que la valeur de cette réduction du bruit



Laser	Réduction bruit de fréquence (dB)
Tunics PR	16
Laser DFB semiconducteur (L1)	16
Koheras Basik (L2)	16
DFB FL ROC (L3)	7
Koheras Ajustik (L4)	5,5

TABLE 4.5 – Réduction du bruit de fréquence du BFL pour différents lasers de pompe.

de fréquence l'onde Stokes de BFL 3 et BFL 4 ne soit pas le même que celle mesurée pour les trois autres lasers soit 16 dB.

Cette différence peut s'expliquer par le fait que les bruits mesurés pour BFL 3 et BFL 4 ne sont pas les bruits intrinsèques de ces lasers mais plutôt le bruit technique capté par ces cavités. En effet, vu la nature fragile des fibres en verre de chalcogénure utilisées pour faire la cavité Brillouin, ces fibres ne sont pas correctement "packagés" et sont donc sensibles à toutes perturbations acoustiques ou vibratoires et aux variations de température de la fibre.

## 4.8 Laser Brillouin opérant sur le Stokes d'ordre 2

Le gain Brillouin créé par une onde de pompe circulant plusieurs fois dans la cavité permet à une onde Stokes circulant en sens inverse d'atteindre le seuil laser. En augmentant l'intensité de la pompe, l'intensité de l'onde Stokes du 1<sup>er</sup> ordre (S1) va augmenter et va générer à son tour une deuxième onde Stokes d'ordre 2 (S2) qui se propage en sens inverse de l'onde Stokes d'ordre 1 et donc colinéaire au sens de propagation de l'onde pompe.

Pour créer une composante S2 dans notre cavité, la fibre GeAsSe HF peut être utilisée. Comme le seuil laser du Stokes d'ordre 1 n'est que de 6 mW pour le GeAsSe BFL, il ne faudrait seulement qu'une puissance de 6 mW à l'onde S1 pour créer à son tour une onde Stokes d'ordre 2.

Le banc, déjà décrit dans la partie 4.2.3, peut être utilisé pour la génération d'une composante S2. Par rapport à la figure 4.31, la composante S2 va se propager dans le sens horaire (CW), soit dans la même direction que l'onde pompe. Or, dans cette direction le signal est évacué à la sortie n°3 du circulateur et n'est donc pas résonante dans la cavité.

Cependant, grâce aux réflexions de Fresnel dues à la grande différence d'indice entre l'air et les fibres en verre de chalcogénure, une partie de ce signal S2 (qu'on appellera S2') est réfléchi sur les extrémités de la fibre et se propage dans le sens résonant, soit dans le sens antihoraire (CCW). Cette onde est alors résonante et peut être utilisée à des fins d'analyse.

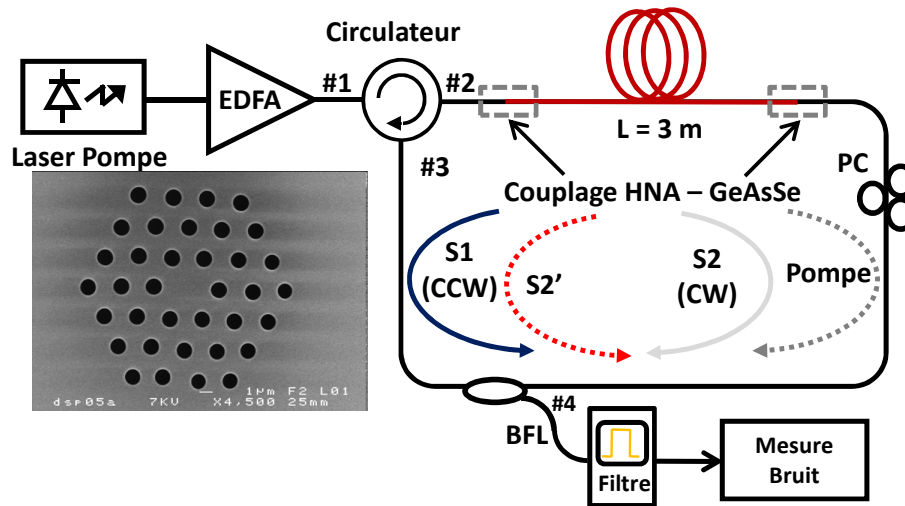


FIGURE 4.31 – Banc expérimental de la cavité BFL opérant sur le Stokes d'ordre 2.

*EDFA : Amplificateur à fibre Erbium; HNA : Fibre à grande ouverture numérique; PC : Contrôleur de polarisation; S1 et S2 : laser Brillouin opérant sur 1<sup>er</sup> et 2<sup>me</sup> ordre Brillouin; CW : sens horaire; CCW : sens anti-horaire.*

#### 4.8.1 Seuil laser du 2<sup>nd</sup> ordre Brillouin

Le seuil du laser Brillouin opérant avec l'onde S2 a été expérimentalement caractérisé en mesurant la puissance de S2 pour différentes puissances injectées dans la fibre GeAsSe. A partir de la figure 4.32, nous constatons que seulement 30 mW de pompe injectée est suffisante pour que la composante S1 soit suffisamment intense pour générer la composante S2.

Cette valeur a été confirmée en observant le spectre optique du laser BFL (figure 4.33) : la première composante Stokes, décalée de 7,25 GHz en fréquence par rapport à la longueur d'onde de la pompe, apparaît aux alentours de 6 mW et le troisième pic, qui représente la partie réfléchie de la composante S2 est obtenu à 30 mW.

#### 4.8.2 Cohérence du Stokes d'ordre 2

Le bruit de fréquence de la composante S2' n'a pu être mesuré car sa puissance était trop atténuée après passage par le filtre et les divers composants du banc auto-hétérodyne corrélé; l'analyseur de bruit de phase ayant besoin d'une puissance d'au moins -30 dBm pour effectuer la mesure.

Nous nous sommes donc rabattu sur la mesure de sa largeur spectrale pour avoir une indication sur sa cohérence. La technique auto-hétérodyne, décrite dans la partie 1.5.2.2, a été utilisée pour cette mesure. Un ligne à retard  $L_d$  de 50 km, correspondant à un retard  $\tau_d$  de 240  $\mu$ s, a été placée dans un des deux bras de l'interféromètre de Mach-Zehnder. Au final, la mesure auto-hétérodyne aura une résolution de 4 kHz.

Pour étudier la réduction de la largeur spectrale de la composante Stokes S2, les composantes Stokes S1 et S2 ont été générées dans la cavité GeAsSe BFL. Le laser Tunicas a été utilisé comme

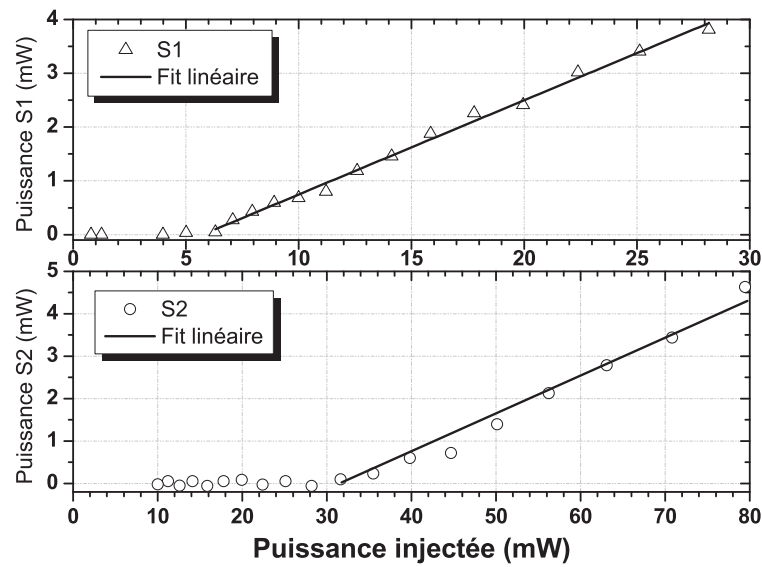


FIGURE 4.32 – Puissance(s) S1 and S2 en fonction de la puissance injectée dans la fibre.

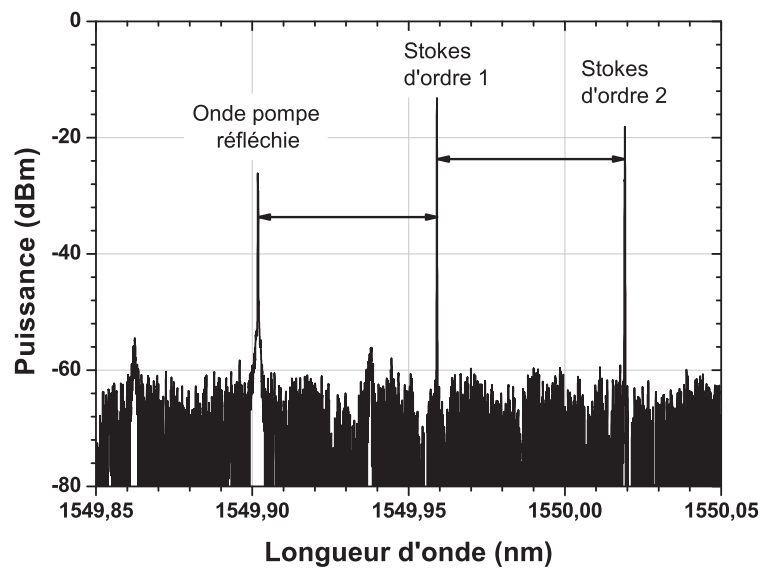


FIGURE 4.33 – Spectre optique du BFL mesuré à une puissance injectée de 70 mW

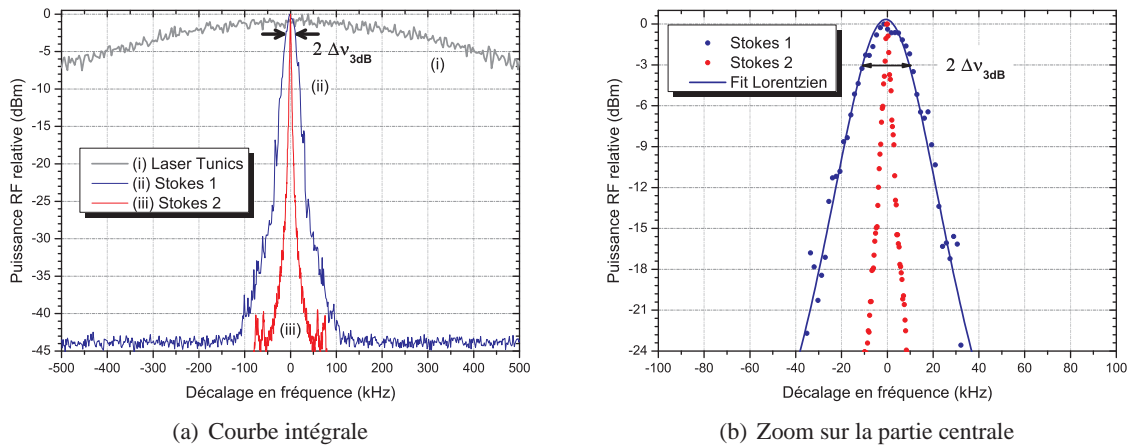


FIGURE 4.34 – Réduction de la largeur spectrale (a) de la composante S1 et (b) de la composante S2 dans la cavité Brillouin GeAsSe avec le laser Tunics comme pompe.

laser de pompe. La mesure de sa largeur spectrale à 3 dB  $\Delta v_{3dB}$  (figure 4.34(a)) a donné une valeur de 250 kHz.

Comme attendu, la composante S1 générée à partir du laser de pompe avait une largeur spectrale plus fine. Une valeur de 11 kHz a été mesurée, ce qui correspond à une réduction de  $\approx 23$  fois de sa largeur par rapport à celle de la pompe. En augmentant la puissance injectée dans la fibre, cette même composante S1 a, à son tour, généré une composante S2 que nous n'avons pu mesurer avec notre banc de mesure de largeur de raie (figure 4.34(b)) car elle était moins large que 4 kHz (résolution de la mesure).

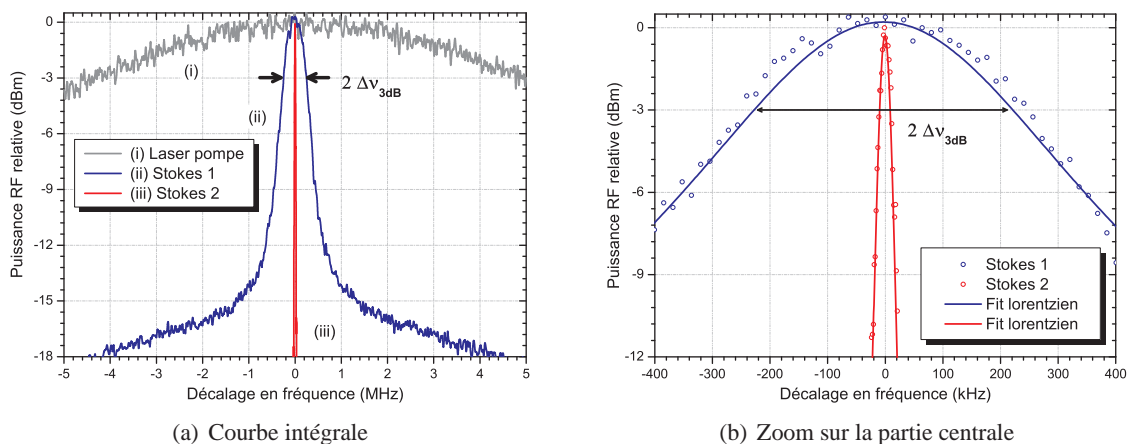


FIGURE 4.35 – Réduction de la largeur spectrale (a) de la composante S1 et (b) de la composante S2 dans la cavité Brillouin AsSe.

Afin de démontrer et de pouvoir mesurer expérimentalement la réduction de la largeur spectrale de la composante S2, un laser DFB semi-conducteur a été utilisé comme laser de pompe. Le spectre de sa mesure auto-hétérodyne est représentée sur la figure 4.35(a). Une largeur spectrale  $\Delta v_{3dB}$  de

Composante	$\Delta\nu_{3dB}$	Réduction
Pompe	4 MHz	–
Stokes d'ordre 1 (S1)	270 kHz	15
Stokes d'ordre 2 (S2)	20 kHz	13,5

TABLE 4.6 – Comparaison de la largeur spectrale des différentes composantes Brillouin de la cavité BFL AsSe.

$\Delta\nu_{3dB}$  : largeur spectrale à 3 dB mesurée par auto-hétérodynage; Réduction : taux de réduction de la composante par rapport à la largeur de sa pompe.

4 MHz à été mesurée.

Notons que cette mesure a été réalisée avec la cavité en AsSe BFL (fibre AsSe SC de 4  $\mu\text{m}$ ) car la fibre GeAsSe que nous avons préalablement utilisée était endommagée. Bien évidemment le seuil laser de l'onde Stokes d'ordre 2 était plus élevé ( $> 100$  mW de puissance injectée requise), mais suffisamment bas pour qu'on puisse l'atteindre avec l'utilisation d'un EDFA.

Ce choix de ce laser pompe s'est imposé par le fait qu'il fallait utiliser une source moins cohérente afin que la composante S2 ainsi générée soit suffisamment large ( $> 4$  kHz) pour être mesurée par notre banc auto-hétérodyne. Les composantes S1 et S2 ont ainsi été générées, filtrées et mesurées afin de déterminer leurs largeurs spectrales (figure 4.35(a)).

Les valeurs obtenues ont été classées dans le tableau 4.6. La composante S1 a été mesurée avec une largeur  $\approx 15$  fois plus petite que celle de la pompe. Le rapport de 15, et non de 23 comme précédemment obtenu, s'explique par le changement de fibre. En effet, la cavité GeAsSe BFL avait moins de pertes; ce qui favorisait un peu plus l'affinement spectral de la composante Brillouin (comme démontré dans la partie 4.7.3 sur les mesures de bruit de fréquence).

Une largeur spectrale de  $\approx 20$  kHz a été mesurée pour la composante S2, ce qui donne un rapport de 13,5 entre la largeur de la composante S2 et sa pompe (composante S1). Il n'y a pas de raisons apparentes qui expliqueraient une différence de rapport des largeurs spectrales entre les couples (laser pompe, S1) et (S1, S2) sauf peut être des erreurs expérimentales lors des mesures ou du bruit basse fréquence qui se sont ajoutés à la mesure de S2 provoquant ainsi une sous-estimation de la mesure du rapport (S1, S2).

Au final, on peut se retrouver avec une largeur aussi fine que 20 kHz en partant d'un laser pompe de 4 MHz en exploitant le Stokes d'ordre 2 émis par notre cavité; ce qui représente une réduction de 1000 fois (30 dB). L'utilisation d'un laser plus cohérent type laser à fibre comme laser de pompe devrait en principe permettre d'avoir des composantes Stokes ultra-cohérentes.

### 4.8.3 Bruit d'intensité du Stokes d'ordre 2

Nous venons de voir que les lasers Brillouin peuvent avoir des largeurs spectrales très fines, ce qui est un élément clé pour des applications demandant l'utilisation des sources cohérentes. Mais il est évident que si le bruit d'intensité de ces systèmes est trop élevé, cela pourrait être préjudiciable

aux applications visées.

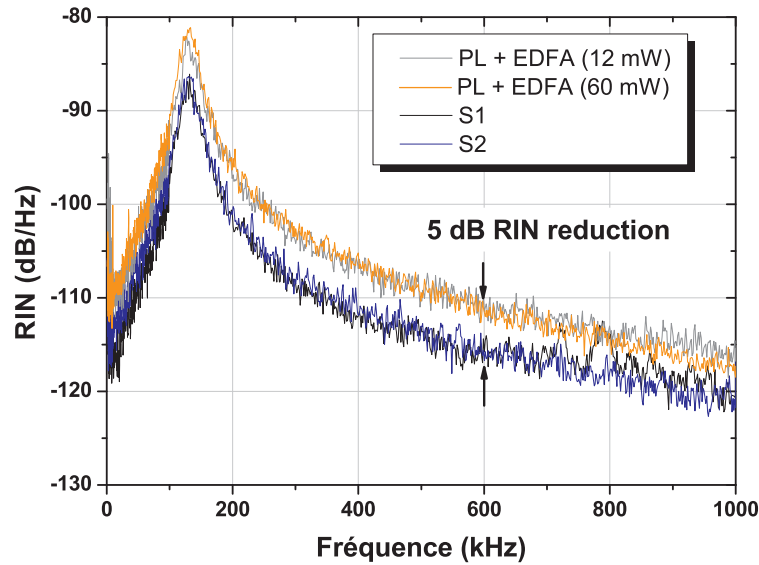


FIGURE 4.36 – RIN de la composante Stokes 2 du BFL.

*Les deux mesures de bruit d'intensité ont toutes été effectuées au même taux de pompage; soit 2 fois au dessus du seuil laser (puissance pompe de 12 mW pour S1 et 60 mW pour S2).*

Nous avons donc aussi mesuré le bruit d'intensité de la composante Stokes d'ordre 2 issue de la cavité GeAsSe BFL. Une puissance de 60 mW a été injectée dans la fibre pour générer du Stokes d'ordre 2 dans la cavité laser. Cette composante a été filtrée (afin de se débarrasser des contributions des composantes pompe et Stokes d'ordre 1). Le RIN a été mesuré et tracé sur la figure 4.36. Notons que cette puissance correspond à 2 fois le seuil laser de la composante S2.

Contrairement au RIN de la composante S1, nous ne remarquons pas de réduction du niveau du bruit d'intensité de la composante S2 par rapport à l'onde qui la génère (composante S1). Par contre, il y a bien une réduction de 5 dB du RIN de la composante S2 autour de son pic de relaxation par rapport au RIN du laser pompe Koheras.

Le RIN du laser BFL est donc similaire peu importe que le laser opère sur le Stokes d'ordre 1 ou d'ordre 2. Ceci implique que l'utilisation de l'onde Stokes 2 de la cavité nous donne un laser plus cohérent sans toutefois rajouter du bruit d'intensité.

#### 4.8.4 Comment réduire le bruit d'intensité du Stokes d'ordre 1

Cependant, le RIN de la composante S1 peut être réduite quand le BFL est pompé au dessus du seuil laser de la composante S2 (puissance injectée > 30 mW). En effet, dans cette configuration, les deux composantes S1 et S2 sont présentes dans la cavité. Puisque la composante S2 est générée à partir de S1, sa génération va "fixer" la puissance de S1 à son seuil. Ainsi, toutes les fluctuations d'intensité de la pompe seront transférées directement vers la composante S2.

Pour le vérifier, nous avons mesuré le RIN de la composante S1 dans deux configurations différentes (figure 4.37) :

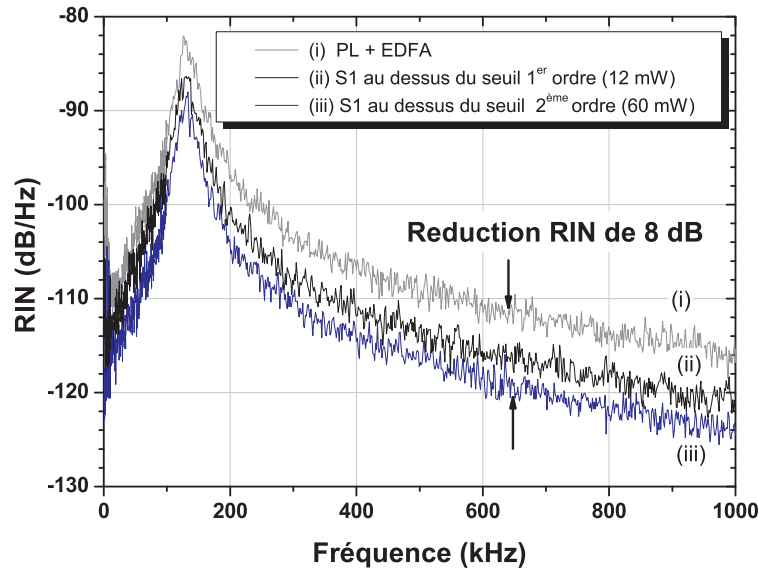


FIGURE 4.37 – RIN de la composante S1 pour deux différentes puissances pompe.  
 Le bruit d'intensité de la composante de S1 peut être réduite en créant une composante S2 dans la cavité.  
 Ainsi le bruit issu de la pompe est transféré vers la composante S2, ce qui diminue le bruit de S1.

- quand le BFL est pompé à une puissance entre la puissance seuil du 1<sup>er</sup> et du 2<sup>me</sup> ordre Stokes (par exemple à 12 mW);
- quand le BFL est pompé au delà du seuil laser de la composante Stokes d'ordre 2 (par exemple à 60 mW).

Nous avons gardé le même taux de pompage, soit 2 fois au dessus du seuil pour les deux mesures, dans les deux configurations afin de ne pas rajouter d'autres paramètres additionnels. La présence de S2 dans la cavité réduit donc le bruit de S1. Comme S2 est générée à partir de S1, la puissance de S1 sera figée à son seuil. Donc toutes les fluctuations d'intensité de la pompe seront transférées vers S2 réduisant ainsi le bruit d'intensité de S1.

## 4.9 Ondes Stokes d'ordres supérieures

D'autres ordres supérieurs peuvent potentiellement être générés dans la cavité vu les seuils laser relativement bas de S1 et S2. Pour le vérifier, nous avons graduellement augmenté la puissance injectée dans la cavité jusqu'à une puissance maximum de 150 mW injectée dans le GeAsSe BFL. Comme le montre la figure 4.38, nous pu avoir jusqu'à 4 ordres Stokes dans la cavité. Cependant, il nous reste à déterminer si la composante Stokes d'ordre 4 n'a été créée que par diffusion Brillouin stimulée dans la fibre ou si elle est issue d'un mélange quatre-onde entre les autres ordres Stokes qui co-existent dans la cavité.

Ce résultat démontre qu'il est possible de réaliser des peignes de fréquence optiques avec une cavité compacte et très simple en utilisant des fibres optiques microstructurées en verre de chalcogénure. En faisant l'hypothèse d'un processus de mélange quatre onde dans ces cavités, d'autres

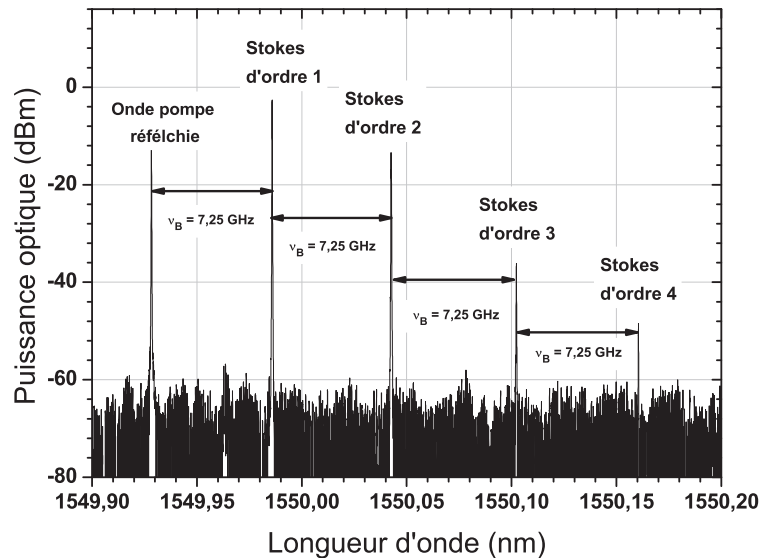


FIGURE 4.38 – Génération d'onde Stokes d'ordres supérieures.

*Nous pouvons générer jusqu'à 4 composantes Stokes dans notre cavité pour une puissance injectée de 150 mW.*

ondes Stokes d'ordres supérieures ainsi que des composantes anti-Stokes peuvent potentiellement être obtenues. D'ailleurs, la référence [185] fait mention de la génération de 19 modes par FWM et SBS dans une cavité Brillouin similaire à la nôtre mais faite de fibre silice.

## Conclusion

Le but fixé au début de ces travaux de recherche était de démontrer qu'un laser Brillouin mono-fréquence et compact avec un seuil laser relativement bas de l'ordre du dizaine de milliwatt pouvait être obtenu en utilisant des fibres microstructurées en verre de chalcogénure.

Un travail bibliographique a été préalablement effectué afin de trouver la bonne composition de fibre ainsi que l'architecture la plus adaptée à ces fibres, de nature délicates, pour la réalisation de la cavité laser. La première cavité réalisée, à base de fibre à cœur suspendu AsSe, a permis de démontrer le "proof of concept" que l'utilisation d'une fibre microstructurée en verre de chalcogénure permettait de réduire le seuil laser comme l'atteste le seuil de 22 mW, en configuration simple passage pour la pompe, obtenu avec seulement 3 mètres de fibre. Ces résultats étaient déjà une amélioration par rapport au seuil laser précédemment annoncé de 35 mW pour une fibre de 4,9 mètres dans un laser d'architecture similaire en 2006 par ABEDIN. De plus, ce seuil laser est cinq fois plus bas que celui d'un laser Brillouin composé de 20 mètres de fibres en silice classique.

L'objectif visé a été atteint avec l'utilisation d'une autre fibre ayant une microstructuration différente et une différente composition avec le rajout de Germanium. Le seuil laser de la cavité Brillouin a été réduit à seulement 6 mW, ce qui a aussi permis l'effet laser sur le second ordre Stokes pour une puissance de pompe raisonnable de 30 mW.

Afin d'atteindre des niveaux de bruits d'intensité et de bruit de fréquence (et donc de largeur



de raie) les plus faibles possibles, il est nécessaire d'avoir une pompe ayant des bruits d'intensité et de fréquence les plus faibles possibles. En effet, contrairement au cas d'un laser classique, les bruits d'intensité et de fréquence de la composante Stokes sont intimement liés à ceux de la pompe optique. Plus exactement, ces bruits sont filtrés et transférés à l'onde Stokes rendant cette dernière moins bruitée et plus cohérente par rapport à l'onde pompe. Les mesure des bruits d'intensité et de fréquence de ces cavités ont permis de démontrer l'effet filtre passe-bas de ces cavités, phénomène très connu dans les lasers Brillouin en fibre silice. Ainsi, 5 dB et 16 dB de réduction ont notamment été mesurées pour respectivement le bruit d'intensité et le bruit de fréquence de ces lasers à fibre Brillouin. Ces réductions de bruit ont aussi été mises en évidence dans le cas d'un laser Brillouin opérant sur une onde Stokes d'ordre deux.

## Chapitre 5

# Perspectives : applications du laser

## Brillouin

Au cours des chapitres précédents, les différentes caractérisations expérimentales effectuées sur notre cavité laser Brillouin à fibre microstructurée en verre de chalcogénure ont permis de mettre en évidence la cohérence et les excellentes propriétés de bruit de l'onde Stokes ainsi que son décalage en fréquence dans la bande 7-8 GHz (dépendant de la composition de la fibre) par rapport à l'onde pompe.

Toutes ces propriétés font que ce laser offre potentiellement beaucoup d'applications. L'application la plus connue pour les lasers Brillouin est incontestablement dans les gyroscopes [186–188]. Il existe, néanmoins, d'autres applications possibles pour notre laser que nous allons aussi explorer dans ce chapitre.

### 5.1 Technique de mesure de largeur de raie en utilisant un laser Brillouin

La demande pour des lasers très cohérents est en constante augmentation car ces lasers sont essentiels dans le domaine des télécommunications et des capteurs. Afin de répondre à ces besoins, on trouve de nos jours couramment des lasers ayant des largeurs de raie inférieures au kilohertz (sub-kHz). Pour certaines applications, il est très souhaitable de connaître la mesure de la largeur de raie de ces sources sub-kHz d'où l'intérêt de développer des techniques expérimentales permettant d'effectuer ces mesures.

#### 5.1.1 Etat de l'art sur les techniques de mesure de largeur de raie

Plusieurs méthodes, résumées dans le tableau 5.1, ont été proposées dans la littérature pour évaluer la largeur de raie d'un laser. Parmi elles, citons la mesure directe en utilisant un analyseur de spectre optique (OSA). Cet appareil utilise un réseau de diffraction pour "diviser" la lumière en ses différents éléments (longueur d'onde) et une fente. Rappelons qu'un réseau de diffraction est un élément dispersif qui, dû à la multitude de lignes parallèles fines et périodiques sur sa surface, divise

ou diffracte un signal en son spectre optique. Une fois que le signal est diffracté, il est possible de mesurer la puissance de n'importe quelle longueur d'onde donnée en alignant un détecteur dans une position spécifique sur chacun des spectres diffractés. Pour mesurer une autre longueur d'onde, le détecteur doit être réaligné sur cette autre longueur d'onde, et ainsi de suite. Cependant, la résolution spectrale d'un OSA classique est de l'ordre de 70 pm à 1550 nm; ce qui permet de différencier deux signaux rapprochés de l'ordre d'une dizaine de GHz. Cette limite est principalement liée au nombre de traits du réseaux et à la taille de la fente.

De meilleures résolutions peuvent être obtenues en utilisant la diffusion Brillouin dans une fibre. Comme cela est démontré dans la référence [189], on peut s'attendre à avoir une analyse spectrale avec une résolution d'une dizaine de fm dans le domaine optique. D'ailleurs, des systèmes commerciaux utilisant ce principe existent déjà à l'instar du BOSA, un analyseur de spectre optique haute résolution avec une résolution de 10 MHz commercialisé par ARAGON PHOTONICS. Récemment, il a été démontré expérimentalement que la bande de gain Brillouin pouvait être diminuée à  $\approx 3$  MHz en superposant une onde Stokes et deux ondes anti-Stokes [190]; ouvrant ainsi la voie à des résolutions spectrales encore plus fines.

Une autre technique souvent utilisée implique l'usage d'un interféromètre de Fabry-Perot. Ce dernier est un résonateur linéaire composé de deux miroirs très réfléchissants afin d'avoir une très grande finesse. Cette valeur est particulièrement importante car le rapport entre l'intervalle spectral libre de l'interféromètre et sa finesse détermine sa résolution. Typiquement, les interféromètres de Fabry-Perot commerciaux ont des finesses  $\geq 1000$ ; ce qui donne des résolutions pouvant aller de quelques GHz jusqu'à quelques MHz. Pour atteindre des résolutions de l'ordre du kHz, il faut utiliser des miroirs à très forte réflectivité dans des cavités stabilisées [191].

Afin de pouvoir atteindre des résolutions de l'ordre du kHz, il faut envisager d'autres méthodes telles qu'une détection hétérodyne 1.5.2.1 ou encore auto-hétérodyne décorrélée 1.5.2.2 que nous avons détaillé dans le chapitre 2. Parmi ces deux techniques, la détection hétérodyne requiert que le laser utilisé comme oscillateur local soit non seulement très fin et accordable en longueur d'onde mais aussi verrouillé en fréquence avec le laser sous test afin de ne pas mesurer la gigue résiduelle entre les deux lasers.

Quant à la technique auto-hétérodyne décorrélée, elle présente de nombreux inconvénients notamment :

- une grande longueur de fibre (centaines de kilomètres) est nécessaire pour atteindre des résolutions de l'ordre de quelques kHz (et donc beaucoup de pertes de transmissions);
- la longueur de cohérence du laser doit être négligeable devant la longueur de délai (et donc la longueur de fibre utilisée) pour que la mesure soit valide. Cette condition est très difficilement respectée pour les lasers très cohérents et la mesure obtenue doit être ajustée en utilisant un facteur de correction [71];
- l'utilisation d'un modulateur-acousto-optique ainsi qu'une source micro-onde pour le piloter, rendant le système coûteux. De plus nous ne pouvons pas mesurer des largeurs de raie supérieures à la moitié de la fréquence de décalage du modulateur acousto-optique.

La largeur de raie d'un laser peut aussi être déduite à partir de la densité spectrale de bruit de

fréquence (voir partie 1.5.3). Cette méthode est particulièrement adaptée pour des lasers très cohérents car on vient de voir que la méthode auto-hétérodyne décorrélé faisait appel à une très grande longueur de fibre de délai pour des lasers sub-kHz ( $\approx 200$  kms). Plusieurs études ont été menées pour lier la largeur de raie d'un laser et sa DSP de bruit de fréquence [55, 192–194]. Rappelons que cette méthode a d'ailleurs été utilisée pour estimer la largeur spectrale des lasers Brillouin que nous n'avions pu mesurer par la technique de l'auto-hétérodynage.

Méthode	Résolution typique	Éléments déterminants	Réf.
Mesure directe à l'analyseur de spectre optique	$\sim 70$ pm pouvant aller jusqu'à 10 fm avec l'utilisation des effets non-linéaires (BOSA)	Réseau diffractant et largeur de fente + Bande passante du détecteur	[189, 190]
Analyseur Fabry-Perot	$\sim 1$ MHz	Finesse du Fabry-Perot (réflectivité du miroir)	[55]
Hétérodynage	qq kHz à qq MHz	Largeur de raie de l'oscillateur local(laser de référence)	[195]
Auto-hétérodynage	qq kHz à qq MHz	Fréquence de décalage de l'acousto-optique + Pertes de la fibre de délai	[69–71, 196]
Injection optique	$\sim$ à déterminer	Disposer d'un laser monomode dans la bande optique du laser à utiliser et de largeur plus importante (100 kHz)	[197, 198]
Rétrodiffusion Rayleigh	qq kHz à qq MHz	Bande passante et gain du détecteur + Quantité de signal rétro-diffusée par diffusion Rayleigh	[183]
Hétérodyne avec laser Brillouin	qq Hz	Largeur spectrale du laser Brillouin	[184]

TABLE 5.1 – Comparaison de différentes méthodes de mesure de largeur de raie.

Il existe aussi d'autres méthodes alternatives, actuellement en développement au laboratoire, basées sur :

- l'injection optique [197, 198];
- la diffusion Brillouin [184, 199];
- la rétrodiffusion Rayleigh [183].

Nous nous intéresserons plus particulièrement aux deux dernières méthodes.

### 5.1.2 Mesure de largeur de raie d'un laser par caractérisation du bruit de diffusion Rayleigh

Il existe une technique de mesure de largeur de raie d'un laser basée sur une caractérisation du bruit interférométrique causé par la rétrodiffusion de Rayleigh dans une fibre optique du signal avec lui même [200]. Elle est simple à mettre en œuvre et permet d'analyser, pour une grande gamme de longueurs d'onde, des largeurs de raies allant de plusieurs dizaines de kHz à plusieurs centaines

de MHz sans avoir à modifier le montage expérimental (Voir Annexe B) pour plus de détails sur la méthode).

Or cette méthode peut revêtir un intérêt bien plus important si nous réussissons à étendre sa gamme de mesures à de très faibles largeurs de raie (50 Hz - 40 kHz). A première vue, la limite basse fréquence ne semble être limitée que par la bande passante du système de détection utilisée. En utilisant le système de détection adapté nous devrions pouvoir mesurer des largeurs de l'ordre du kHz.

Cependant, cette méthode a montré ses limites pour des lasers très cohérents. En effet, des mesures ont été effectuées sur des lasers ayant des largeurs de 10 kHz ou moins sans résultats concluants. Nous avons d'ailleurs commencé à effectuer d'autres tests en utilisant des fibres générant plus de rétrodiffusion Rayleigh qu'une fibre silice classique.

### 5.1.3 Technique hétérodyne de mesure de largeur de raie avec un laser Brillouin

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, il existe une multitude de techniques à disposition de l'expérimentateur. Le challenge réside sur le fait de pouvoir ou non mesurer des largeurs aussi fines avec les méthodes classiques type méthode hétérodyne ou auto-hétérodyne car ces méthodes nécessitent respectivement un laser de référence très fin et ultra-stable dans le temps ou une trop longue fibre de délai. Nous avons aussi vu que la méthode Rayleigh, développée au laboratoire, ne permettait pas à l'heure actuelle de mesurer la largeur spectrale des lasers sub-kHz.

Cependant, l'association de la méthode hétérodyne et de l'effet Brillouin dans les fibres pourrait permettre de résoudre ce problème. Plus spécifiquement, le principe de la méthode consiste à faire battre optiquement une partie du laser dont on veut mesurer sa largeur spectrale et un laser à fibre Brillouin pompé par ce même laser (figure 5.1).

#### 5.1.3.1 Schéma de principe

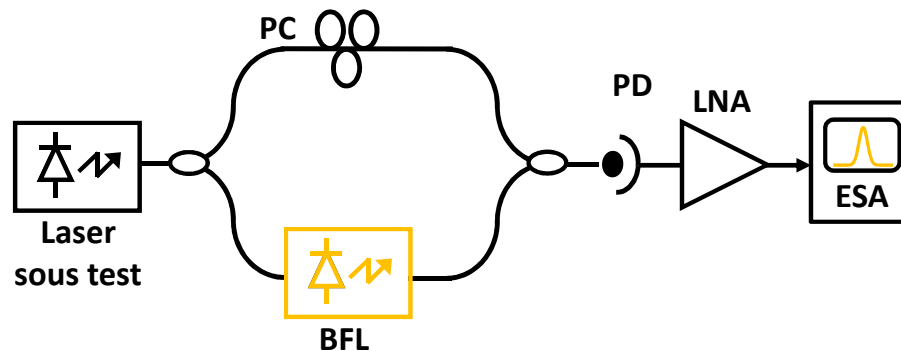


FIGURE 5.1 – Schéma de principe de la mesure de largeur de raie.

*BFL : Laser Brillouin; PC : Contrôleur de polarisation; PD : Photodétecteur; LNA : Amplificateur RF bas bruit; ESA : Analyseur de spectre électrique.*

Rappelons que dans la section 4.5.5, nous avons démontré que le bruit de fréquence de l'onde pompe était réduit avant d'être transféré à l'onde Stokes. Cet effet "filtrage" du bruit, dû au temps de

vie des phonons acoustiques dans la cavité Brillouin, a pour conséquence une réduction de la largeur de raie de l'onde Stokes par rapport à la largeur de l'onde pompe. Dans le cadre de cette méthode hétérodyne particulière, l'onde Stokes devient donc le laser de référence et la largeur de raie du laser pompe peut être obtenue en mesurant la largeur du signal de battement; l'intérêt d'utiliser un laser Brillouin provenant du fait qu'il n'y a pas, à priori, de gigue relative entre les deux lasers puisque une variation de la fréquence d'émission du laser pompe se traduira aussi par une variation, par la même quantité, sur la fréquence d'émission du laser Brillouin. De plus, la mesure se fait à une fréquence de battement correspondant au décalage Brillouin de la fibre utilisée pour la cavité Brillouin. Ainsi, l'usage d'un modulateur acousto-optique et d'un générateur RF n'est plus nécessaire pour décaler la mesure dans les hautes fréquences pour éviter le bruit en excès au niveau de la détection rendant le système plus simple et moins onéreux que la méthode auto-hétérodyne décorrélée.

Cette technique a d'ailleurs déjà été utilisée pour l'analyse spectrale de sources optiques [184]. Dans cette publication, une résolution de 1 kHz a été obtenue avec l'utilisation d'un laser Brillouin en fibre silice classique permettant la mesure de la largeur de raie d'un laser DFB semi-conducteur. Néanmoins, cette cavité présentait un inconvénient principal : le laser était instable car une longueur de fibre de 110 mètres a été utilisée afin de réduire le seuil laser à 36 mW. La conséquence était que cette cavité était relativement longue rendant ainsi possible l'existence simultanée de plusieurs modes longitudinaux dans la cavité.

### 5.1.3.2 Résultats expérimentaux avec une cavité Brillouin en verre de chalcogénure

Nos cavités Brillouin permettent de contourner ce problème car, comme nous avons vu dans les chapitres précédents, elles sont monomodes. Rappelons aussi que nous avons mesuré une réduction d'un facteur 15 entre la largeur spectrale du laser Brillouin et celle son laser pompe correspondant; ce qui est suffisant pour considérer que le laser Brillouin agit comme laser de référence dans cette mesure hétérodyne.

Le fait que la composante Stokes d'ordre 2 puisse être obtenue à une puissance raisonnable dans notre cavité est un atout car nous pouvons tout à fait envisager d'utiliser la composante Stokes d'ordre 2 comme laser de référence. La mesure serait décalée à deux fois la fréquence du décalage Brillouin de la fibre, mais nous gagnerons en précision car cette dernière est  $\approx 200$  fois plus cohérente que le laser pompe.

Nous avons appliqué cette technique afin de déterminer la largeur spectrale de deux lasers : un laser accordable Tunics PR et un laser à fibre Koheras AdjstiK. Les résultats obtenus avec le Tunics PR comme laser pompe sont reproduits sur la figure 5.2. Nous mesurons une largeur à mi-hauteur de 250 kHz pour le laser Tunics PR; ce qui correspond aux valeurs obtenues par d'autres méthodes classiques de mesure. Le spectre correspondant à la largeur de raie du BFL a aussi été tracé sur la même figure pour illustrer le fait que le BFL est bel et bien utilisé comme laser de référence dans la mesure.

Nous n'avons malheureusement pas pu mesurer la largeur de raie du laser à fibre Koheras car la composante Stokes obtenue à partir de ce laser pompe n'était pas assez fine pour être considérée

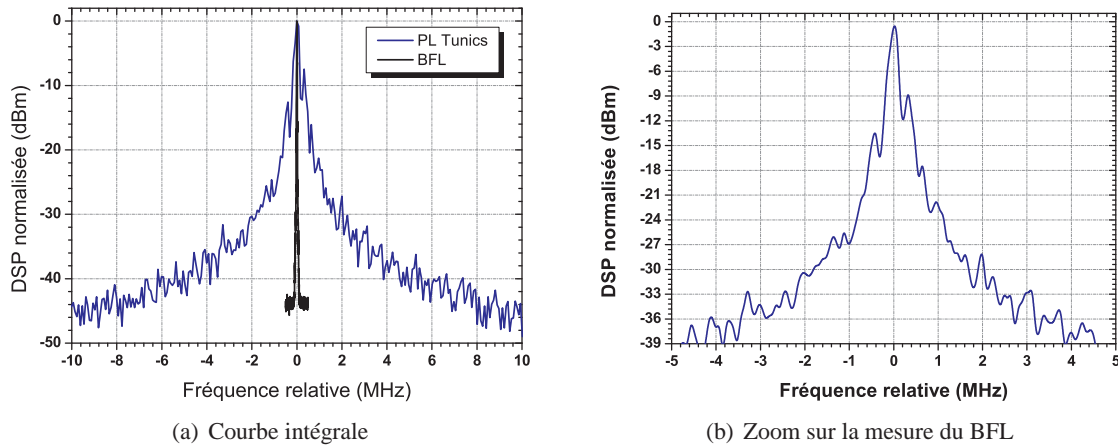


FIGURE 5.2 – Mesure de la largeur de raie en utilisant un laser Brillouin.

comme “laser de référence” de la mesure. Lors de nos nombreuses tentatives, nous n’avons jamais pu générer un laser Brillouin dont la largeur était inférieure au kHz (bien qu’il y ait une réduction de bruit de fréquence de la composante Stokes); la limite basse atteinte étant une largeur de raie de 2 kHz estimée à partir du spectre de bruit de fréquence du BFL. Comme cette valeur est du même ordre de grandeur que la largeur du laser à fibre Koheras annoncée par le constructeur, la mesure de la largeur du signal de battement ne donne donc pas directement la largeur spectrale du Koheras. Un post-traitement est alors nécessaire pour déconvoluer le signal pour avoir accès à la largeur de raie du signal pompe.

Pour l’instant, notre cavité Brillouin n’est donc pas adaptée pour mesurer les largeurs de raies des lasers ultra-cohérents car elle n’est pas packagée et isolée des vibrations acoustiques. Cependant, cette technique ne présente, à priori, pas de limite (d’un point de vue théorique) du moment que la cavité soit suffisamment stable.

## 5.2 Application hydrophone optique de la cavité laser Brillouin

Nous avons vu, dans le premier chapitre de la thèse, que l’objectif est de réaliser un capteur actif (cavité laser à fibre optique) “auto-référencé”, pouvant servir d’hydrophone optique, en utilisant la diffusion Brillouin stimulée. L’application hydrophone impose d’avoir un laser à fibre compact et sensible à une contrainte “localisée” comme élément sensible.

L’intérêt d’utiliser un laser à fibre Brillouin pour l’application hydrophone est double. D’une part, nous avons vu dans la partie 4.5.4.2 qu’avec une cavité Brillouin nous pouvions avoir des sources très cohérentes. D’autre part, la diffusion Brillouin stimulée donne lieu à l’inscription, le long de la fibre, d’un réseau d’indice dynamique qui, contrairement aux réseaux de Bragg photo-inscrits par des techniques UV standards, s’adapte à toute variation lente des conditions environnementales d’utilisation du capteur. Le système se simplifie car nous n’avons plus besoin de compen-

ser le décalage de longueur d'onde ramené par la pression hydrostatique. En effet, l'injection d'une onde pompe dans une fibre optique à une fréquence optique quelconque à une puissance optique suffisante va initier le processus de la diffusion Brillouin stimulée dans la cavité; créant ainsi une variation de l'indice de réfraction du milieu périodique et mobile qui peut être assimilée à une onde matérielle de pression. Cette onde acoustique est équivalente à un miroir de Bragg mobile adapté à la longueur d'onde de la pompe qui l'a induit.

### 5.2.1 Démonstration expérimentale de l'application hydrophone de la cavité laser à fibre Brillouin

La même cavité SMF-28 BFL, présentée dans la partie 4.6, a été utilisée pour démontrer la potentialité de nos cavités pour l'application hydrophone. La particularité de ce banc réside sur le fait que la totalité des 18 mètres de fibre, utilisés pour générer de l'effet Brillouin, sont enroulés autour d'une céramique piézo-électrique (PZT) comme illustré sur la figure 5.3. En imposant une fréquence d'excitation  $f_{PZT}$  à la PZT, cette dernière va s'étirer et se contracter à cette fréquence faisant ainsi varier la longueur de la cavité laser à une fréquence fixe. Dans l'expérience, la PZT remplace un signal acoustique car, sous l'influence de celle-ci, la cavité aurait réagi de la même façon.

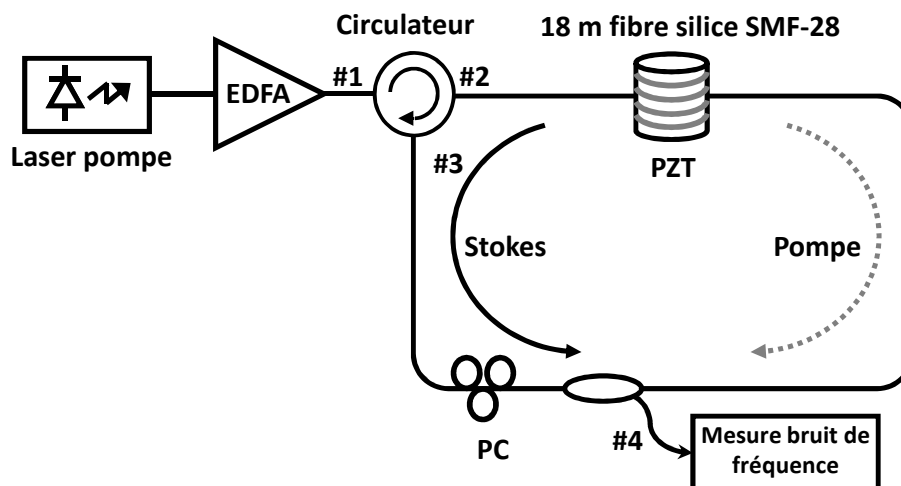


FIGURE 5.3 – Utilisation d'un laser Brillouin en tant que capteur localisé.

*EDFA : Amplificateur à fibre Erbium; PZT : Céramique piézo-électrique; PC : Contrôleur de polarisation.*

Cette démonstration expérimentale a été réalisée avec une cavité faite de fibre en silice car la nature très fragile des fibres en verre de chalcogénure ne nous permettait pas d'enrouler une fibre de 3 mètres autour de la PZT.

Le bruit de fréquence de l'onde Stokes émise par notre BFL a été mesuré en utilisant un interféromètre de Michelson avec un déséquilibre de 40 mètres. Rappelons que le principe de mesure est expliqué dans la partie 1.5.3.1 de ce manuscrit. La DSP du bruit de fréquence du laser Brillouin est tracée en orange sur la figure 5.4.



La même expérience a été réalisée; mais cette fois en alimentant la PZT avec un signal sinusoïdal alternatif de 330 V pour imposer une déformation à la cavité laser à une fréquence fixe  $f_m$ . En prenant en considération les paramètres de la PZT donnés par le constructeur, cette tension correspond à un étirement de  $233 \mu\epsilon$  imposé sur la cavité laser.

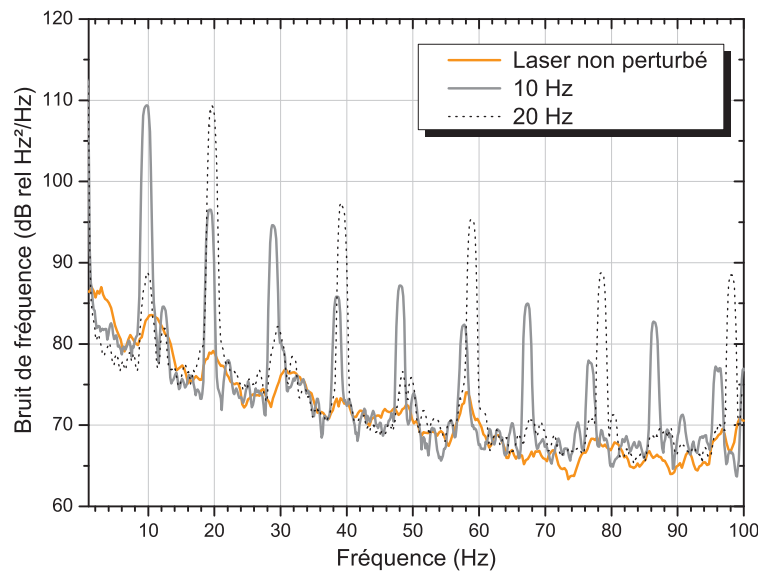


FIGURE 5.4 – Spectre du bruit de fréquence du laser Brillouin.

En premier lieu, une fréquence d'excitation  $f_{PZT}$  de 10 Hz a été imposée à la PZT et le spectre de bruit de fréquence résultant mesuré et comparé au spectre de bruit du BFL non-perturbé (figure 5.4). Notons un pic principal à 10 Hz, qui représente la fréquence à laquelle la fibre est étirée ainsi que d'autres contributions de bruit, toutes décalées de 10 Hz, représentant les harmoniques du signal à 10 Hz (figure 5.4).

La même expérience a été répétée pour  $f_{PZT} \approx 20$  Hz et le spectre de bruit de fréquence correspondant tracé sur la même figure. Nous voyons de nouveau l'apparition d'un pic principal à 20 Hz suivi de quelques harmoniques sur le spectre du bruit de fréquence.

Ces résultats préliminaires sont très encourageants car ils prouvent que nous pouvons utiliser une cavité laser Brillouin à la place d'un laser à fibre DFB pour des applications hydrophones. En effet, l'analyse du spectre bruit de fréquence du BFL permet de remonter à la fréquence de la contrainte (et donc de la perturbation acoustique dans le cas d'un hydrophone) appliquée sur la cavité.

## 5.2.2 Sensibilité de la fibre MOF en verre de chalcogénure à une élongation

Afin de pouvoir utiliser le laser à fibre Brillouin en verre de chalcogénure comme capteur, il faut au préalable caractériser le comportement de la cavité à un étirement. Une étude bibliographique nous a permis de récupérer quelques paramètres essentiels à ce calcul, détaillé dans la section ,

notamment le coefficient élasto-optique transverse de Pockels  $p_{12}$  (0,266) mais nous n'avons pas pu retrouver une valeur pour le coefficient élasto-optique longitudinal de Pockels  $p_{11}$ .

Paramètres	Indice effectif $n_{eff}$	coefficient de Poisson $\nu$	$p_{11}$	$p_{12}$	Références
Silice	1,46	0,17	0,121	0,270	[10]
AsSe	2,81	0,304	–	0,266	[201]

TABLE 5.2 – Comparaison des paramètres élasto-optiques de deux fibres.

En préambule, nous devons donc déterminer la sensibilité des fibres ATOS à une elongation. Pour réaliser cette étude, nous utilisons un banc expérimental mis en place au laboratoire dans le cadre de la thèse de Yohann LÉGUILLON pour estimer la sensibilité des MOFs en fibre silice à un étirement. Ce banc a d'ailleurs servi à mettre en évidence qu'une microstructure n'augmentait pas la sensibilité d'une fibre silice à une déformation [12].

Le principe de la mesure repose sur l'utilisation d'un interféromètre de Sagnac<sup>1</sup>. Pour que l'expérience puisse être réalisée, deux étapes intermédiaires doivent être accomplies :

- la fibre sous test doit être enroulée, de sorte que la fibre soit bien tendue, autour d'une PZT;
- deux alignement fibre en verre de chalcogénure - fibre silice doivent être réalisés pour pouvoir injecter et transmettre le signal lumineux à travers la fibre en verre de chalcogénure.

Ces deux étapes sont assez faciles à réaliser pour une MOF en silice car, d'une part une fibre silice peut être tendue sans trop de risque de cassure et, d'autre part, deux soudures permettent l'injection de la lumière dans la FUT. Cependant, dans le cas des fibres en verre de chalcogénure, cela s'est avéré très compliqué. En effet, due à la nature cassante des fibres en verre chalcogénures, nous n'avons pas pu les enrouler assez fermement autour d'une PZT cylindrique sans les abîmer pour la mesure de leur sensibilité à une elongation.

La deuxième étape est tout aussi délicate, car nous ne pouvons pas garantir que le couplage sera optimal tout au long de l'expérience avec l'effet de la PZT sur la FUT. Nous sommes actuellement en train de travailler sur quelques points pour pouvoir effectuer la mesure notamment :

- l'utilisation d'une fibre "effilée" pour faciliter l'enroulage autour de la PZT;
- l'utilisation d'un transducteur piézoélectrique linéaire pour s'affranchir de l'étape de l'enroulage.

### 5.3 Génération d'un signal micro-onde optique

Les sources micro-onde avec de très faibles bruits de phase sont essentielles pour de nombreuses applications militaires et dans des systèmes de télécommunications. Elles sont utilisées comme sources de référence dans les systèmes de capteur RF [202] et pour la transmission d'information basée sur les haut formats de modulation [203].

Les sources photoniques micro-ondes proposent l'avantage d'avoir des bruits de phase relativement faibles conjugués aux faibles pertes de la fibre optique, bénéfique pour la communication

1. Pour plus de détails sur le fonctionnement de cet interféromètre, voir la thèse de Yohann Léguillon

à distance. Des exemples d'applications incluent les systèmes radio-sur-fibre [204], la génération de porteuse micro-onde pour les télécommunications et les horloges de haute-précision pour les radars pour des applications militaires [205]. Pour ces applications, il est souvent primordial que la fréquence émise par ces sources soit accordable sur une large bande de fréquence.

La génération d'un signal micro-onde par voie optique est souvent obtenue par un mélange hétérodyne de deux signaux optiques sur un détecteur (voir paragraphe 1.5.2.1). La méthode la plus simple consiste à faire battre optiquement deux lasers indépendants afin d'avoir un signal de battement dans le domaine micro-onde. Cependant, la gigue relative entre les deux lasers risque de dégrader le bruit de phase du signal résultant. Pour contrer ce problème on peut rajouter une boucle d'asservissement de sorte à verrouiller la phase d'un des laser sur celle du deuxième laser afin d'annuler la gigue relative entre les deux lasers. Cependant, cette technique demande l'utilisation d'un circuit de commande très performant et donc très onéreux. Notons que des oscillateur électro-optique (OEO, electro-optical oscillator) sont aussi utilisés pour la génération de signaux micro-ondes [206]. L'inclusion d'une ligne à retard dans ces OEOs permet d'améliorer le facteur de qualité dans ces oscillateurs. Par exemple, pour une ligne optique de 4 km (soit environ 20  $\mu$ s de retard) le coefficient de qualité équivalent à 10 GHz est de  $6.10^5$ .

Une solution alternative serait de générer les deux modes optiques dans la même cavité [207]. Dans cette configuration, toute variation de la longueur de la cavité optique se répercutera sur les deux modes partageant la cavité. Les lasers Brillouin sont d'excellents candidats car le battement entre l'onde pompe transmise dans la cavité et l'onde Stokes générée permet d'avoir un signal optique [208] à une fréquence correspondant au décalage Brillouin de la fibre utilisée. A titre d'exemple, un signal optique à 10,9 GHz sera obtenu avec une cavité fait de fibre silice classique.

Comme les ondes pompe et Stokes sont accordées en phase, une gigue en fréquence du laser pompe va se traduire en une gigue similaire de l'onde Stokes générée. Ainsi toutes les fluctuations de la fréquence du signal hyperfréquence optique dues à la pompe seront compensées et on peut s'attendre à un niveau de bruit de phase très faible dans le cas de ce signal de battement.

L'intérêt d'utiliser l'effet Brillouin réside aussi sur le fait que la fréquence de battement de ces deux ondes est un paramètre facilement contrôlable en faisant varier, soit la température de la fibre ou en imposant une contrainte à cette dernière (pour une fibre silice: 1 MHz/°C et 0,05 MHz/ $\mu$ strain).

### 5.3.1 Signal RF entre l'onde Stokes et l'onde pompe

Notre cavité laser Brillouin peut être utilisée pour générer le signal de battement. En effet, le BFL présente deux avantages. D'une part, le laser est mono-fréquence, a un seuil laser très bas et l'onde Stokes produite peut être potentiellement très fine spectralement. D'autre part, le fait qu'il y ait une partie de la pompe réfléchi aux extrémités de la fibre en verre de chalcogénure allège le montage car, en sortie du port n°4 du coupleur, nous avons directement le signal de battement entre l'onde pompe et l'onde Stokes (figure 5.5).

La fréquence du signal de battement entre l'onde Stokes et l'onde pompe émises en sortie n°4

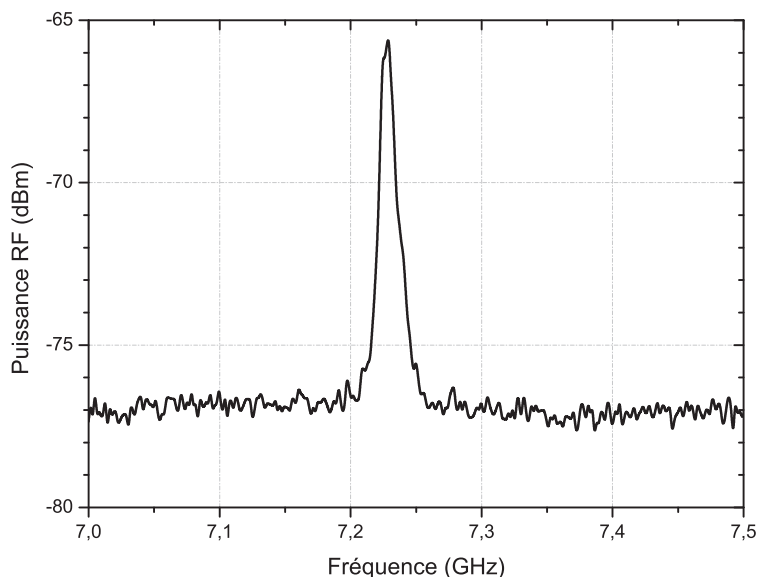


FIGURE 5.5 – Spectre RF du battement entre les ondes pompe et Stokes  
 Le battement entre une onde pompe et sa composante Stokes peut être utilisé pour générer un signal optique dans les hyperfréquences servant d'horloge.

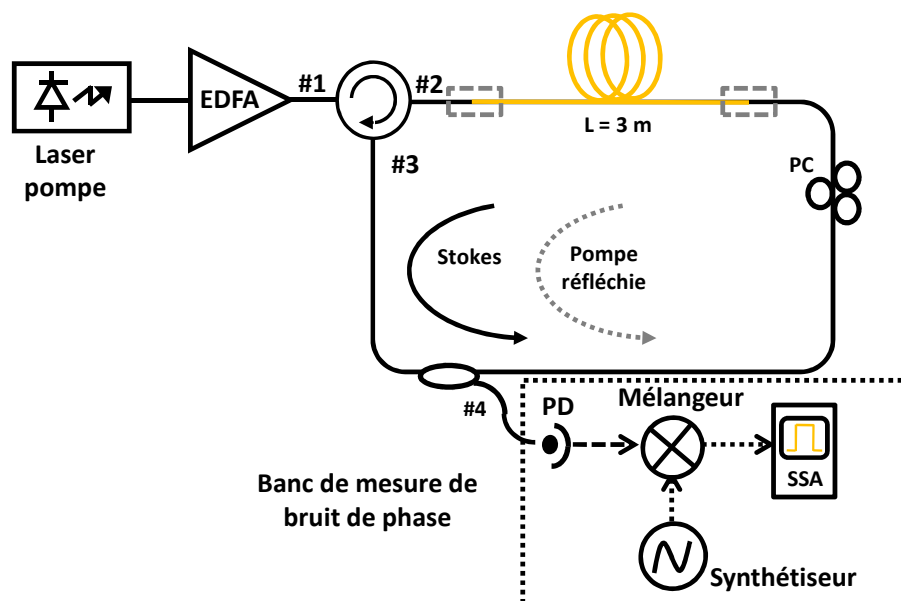


FIGURE 5.6 – Génération d'un signal RF à partir du BFL.  
 Le battement entre une onde pompe et sa composante Stokes est "down-converted" en utilisant un mélangeur et un synthétiseur afin de pouvoir effectuer la mesure avec notre analyseur de bruit de phase.

de la cavité étant à 7,25 GHz, une mesure directe de son bruit de phase avec l'analyseur de bruit de phase n'a pu être effectuée car l'oscillateur interne du SSA ne peut générer un signal de référence de plus de 7 GHz.

Il a donc fallu faire une "down-conversion" de la fréquence de battement du signal afin de faire

la mesure. Pour cela, un battement optique a été réalisé entre le signal hyperfréquence optique et un signal sinusoïdal de 1 GHz émis d'un synthétiseur en utilisant un mélangeur (figure 5.6). Le signal résultant n'est donc plus à 7,25 GHz mais à 6,25 GHz ( $7,25 - 1$ ) et la mesure du bruit de phase du signal hyperfréquence optique devient possible avec l'analyseur R&S FSUP 8 en prenant comme oscillateur local le signal émis par le synthétiseur. D'où l'importance de s'assurer que le signal émis par le synthétiseur soit le moins bruité possible afin de ne pas, au contraire, mesurer son bruit de phase (le signal hyperfréquence optique devenant alors le signal de référence) lors de la mesure.

### 5.3.2 Mesure du bruit de phase entre l'onde Stokes et l'onde pompe

Pour caractériser la contribution de bruit par le synthétiseur, qui fait office d'oscillateur local pour cette mesure, nous avons mesuré son bruit de phase avec l'oscillateur interne de l'analyseur de bruit de phase. En se basant sur les données du constructeur, le bruit de l'horloge interne de l'analyseur est supposé moins conséquent que celui du synthétiseur. Donc la mesure tracée en rouge sur la figure 5.7 correspond bien au bruit de phase du synthétiseur.

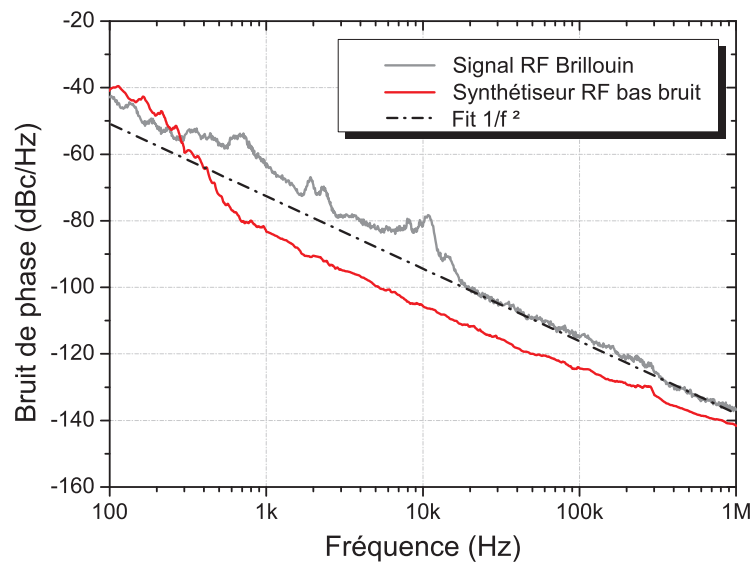


FIGURE 5.7 – Mesure du bruit de phase du signal de battement entre les ondes pompe et Stokes.

Ce bruit de “référence” à 1 GHz est comparé au bruit de battement entre l'onde Stokes et l'onde pompe issu de la cavité Brillouin GeAsSe. Notons tout de même que le bruit de phase du synthétiseur (en rouge), qui fait office d'oscillateur de référence (et donc le bruit plancher de la mesure), ne limite pas le bruit de phase du signal de battement sauf peut être pour les fréquences en dessous de 200 Hz.

Dans le cas d'un signal micro-onde obtenu par battement optique, son bruit de phase est principalement déterminé par les propriétés de bruits des deux lasers. Ainsi, le spectre du bruit de phase correspondant affiche généralement une dépendance en  $1/f^2$  [209, 210]. La mesure du bruit de

phase de notre signal micro-onde, tracée sur la figure 5.7, illustre parfaitement ce point.

Cependant, en dessous de 20 kHz, le bruit de phase commence à montrer une dépendance en  $1/f^4$ . L'origine de cette variation peut être associée à du bruit technique tels que les variations de température et les vibrations acoustiques et mécaniques qui font varier la longueur de la cavité [211].

Pour avoir des niveaux de bruit de phase encore plus bas, nous envisageons d'exploiter, dans le futur, la composante Stokes d'ordre 2. Le battement optique se fait alors entre les composantes S1 et S2 provenant de la cavité Brillouin. Dans cette configuration, nous espérons que le niveau de bruit de phase sera réduit pour ces raisons :

- les deux signaux optiques (S1 et S2) sont affectés, de manières équivalentes, par les mêmes variations de la longueur de la cavité;
- le battement est obtenu avec deux raies lasers plus cohérentes.

## 5.4 Perspectives : vers une cavité asservie et avec une pompe résonante

Nous avons démontré au cours de ce manuscrit qu'il était possible de construire un laser Brillouin à partir d'une faible longueur de fibre microstructurée en verre de chalcogénure. Le laser ainsi obtenu est :

- compact;
- à faible seuil;
- mono-fréquence;
- plus cohérent et moins bruité que son laser de pompe.

En effet, avec une cavité non-résonante et une fibre microstructurée GeAsSe de 3 mètres, nous avons atteint un seuil laser très bas de 6 mW, une réduction de la largeur de raie de la composante Stokes 10-20 fois celle de la largeur de raie du laser pompe (et donc de son bruit de fréquence) ainsi qu'une diminution du bruit d'intensité.

### 5.4.1 Comment réduire le seuil laser et augmenter l'effet filtrage de la cavité Brillouin ?

Il est possible d'avoir un laser affichant de meilleures performances avec la même architecture de cavité si certaines conditions sont respectées :

- un traitement anti-reflet sur les extrémités de la fibre en verre de chalcogénure permettrait d'injecter plus de puissance dans la fibre et empêcherait les réflexions parasites dans la fibre, augmentant ainsi la finesse de la cavité et rendant la composante Stokes plus cohérente et moins bruitée;
- un couplage plus optimal et une fibre avec moins de pertes de transmissions rabaisseraient le seuil du laser Brillouin;
- une meilleure isolation acoustique et thermique de la cavité Brillouin la rendrait possiblement moins bruitée.

Nous sommes déjà au niveau des pertes du matériau pour les fibres microstructurées en verre de chalcogénure. Au niveau de la fabrication, les seuls progrès réalisables sont peut-être sur la résistance en intensité pour des fibres “effilés” ainsi qu’un traitement anti-reflet sur ces fibres.

Quant au couplage de la lumière à l’intérieur de ces fibres, ce facteur est lié à l’expérimentateur. Cependant, l’utilisation des fibres micro-lentillées adaptées aux fibres ATOS (bons paramètres d’ouverture numérique et de diamètre de mode) pourrait aider à réduire les pertes de couplage.

Par contre, nous pouvons agir sur l’isolation de la cavité. Nous sommes déjà en train de travailler sur cet aspect au laboratoire et nous prévoyons l’achat et l’utilisation d’une table anti-vibrante pour s’affranchir des vibrations mécaniques très basses fréquences (< 1 Hz).

#### 5.4.2 Réalisation d’une cavité asservie et avec une pompe résonante

Une autre solution serait d’utiliser une cavité asservie de sorte à pouvoir compenser les variations de sa longueur. Nous sommes actuellement en train d’implémenter un système d’asservissement utilisant une PZT et un régulateur PID afin de compenser les fluctuations de la longueur de la fibre. L’architecture envisagée est illustrée sur la figure 5.8. Comme la fibre en verre de chalcogénure est fragile, l’asservissement va se faire sur la partie de la cavité faite de fibre en silice.

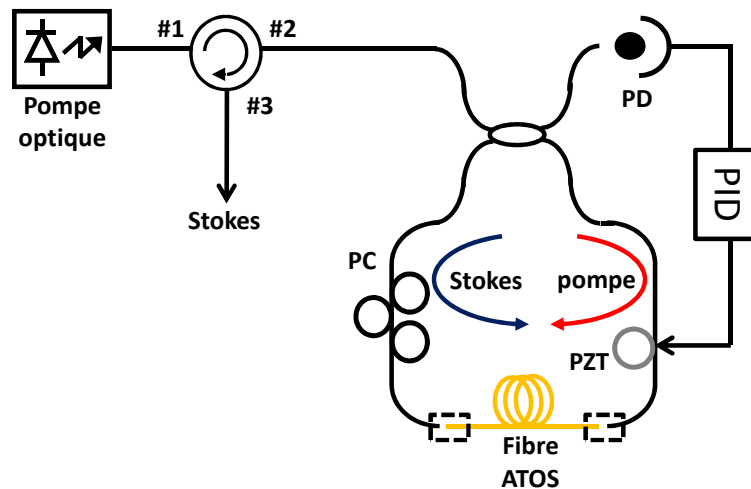


FIGURE 5.8 – Cavité Brillouin avec une pompe résonante envisagée avec l’utilisation fibre ATOS. PD : Photodétecteur; PID : régulateur Proportionnel, Intégrateur et Dérivateur; PC : Contrôleur de polarisation; PZT : Céramique piézoélectrique.

Nous envisageons aussi une architecture avec une pompe résonante dans la cavité pour abaisser le seuil du BFL. La boucle d’asservissement pourrait aussi servir à faire coïncider la fréquence de l’onde pompe avec une résonance de la cavité de sorte à avoir une intensité maximale circulant dans la cavité.

Le spectre de transmission, observé sur la photodiode (figure 5.9) est constitué de minima périodiques localisés à des fréquences  $\nu_{min}$  données par :

$$\nu_{min} = N.ISL = \frac{N.c}{n.L_{cav}} \quad (5.1)$$

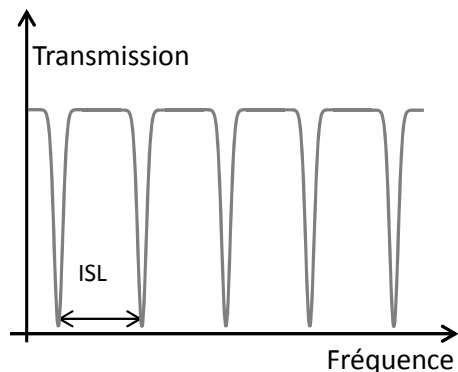


FIGURE 5.9 – Spectre de transmission en sortie du port B du coupleur.  
*ISL représente l'intervalle spectral libre, soit l'espacement en fréquence entre deux modes de résonance.*

où  $N$  est un entier,  $n.L_{cav}$  la longueur du chemin optique parcouru par la lumière dans la cavité.

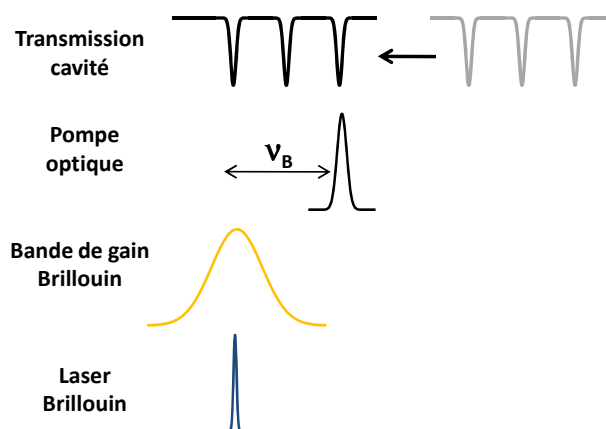


FIGURE 5.10 – Conditions nécessaires pour avoir un laser Brillouin.  
*Pour avoir un laser Brillouin, il faut que la longueur d'onde de la pompe corresponde à une résonance de la cavité et que la bande de gain Brillouin "chevauche" une résonance de la cavité. Pour satisfaire ces conditions, nous pouvons moduler la longueur de la cavité pour faire correspondre ces différentes composantes.*

Nous voyons, à partir de l'équation (5.1), que la fréquence des modes de résonance dépend de la longueur de la cavité  $L_{cav}$ . Ainsi, en la changeant avec une PZT nous pouvons faire correspondre les modes résonants de la cavité à longueur d'onde de la pompe optique et à la bande de gain Brillouin comme illustré sur figure 5.10 afin d'avoir le laser Brillouin le plus stable possible.

### 5.4.3 Performances attendues avec la nouvelle cavité

Pour prédire les possibles performances de la nouvelle cavité, nous allons nous appuyer sur quelques études déjà réalisées sur des lasers Brillouin en fibre silice pompés de façon résonante et avec des boucles de rétroaction pour avoir un laser stabilisé.

En 2008, MOLIN trouva un seuil laser de 3,8 mW en utilisant une cavité faite de 20 mètres de



fibre silice [168] avec un pompage résonant; ce qui correspond à un seuil  $\approx 27$  fois plus faible que les 110 mW que nous avons mesuré avec la même longueur de fibre mais avec un pompage non-résonant dans le chapitre précédent. Comme nous avons trouvé un seuil de 6 mW pour le GeAsSe BFL, nous pouvons nous attendre à abaisser ce seuil, largement en dessous du milliWatt, en passant à un pompage résonant (en faisant une règle de trois, nous avons pratiquement 200  $\mu$ W).

De façon similaire, GENG [72] prédit une réduction de 100 fois la largeur de raie, par rapport au laser de pompe, de l'onde Stokes issue de son laser Brillouin en se basant sur les travaux de DEBUT [17] alors que nous avons trouvé une valeur entre 10-20 pour nos différents BFLs. Là encore, nous pouvons nous attendre à une nette amélioration en utilisant un pompage résonant sans toutefois atteindre de valeurs aussi hautes car la finesse de notre cavité sera, de toute façon moins élevée que dans le cas d'une cavité en fibre silice.

Quant au bruit d'intensité, il est très difficile de faire une prédiction car le RIN du laser Brillouin dépend de différents facteurs tels que le taux de pompage, les paramètres utilisés pour l'asservissement etc..

Bien entendu ce ne sont que des valeurs très approximatives calculées sans prendre en considération des paramètres cruciaux (telles que les pertes de la fibre, le taux de couplage etc...); le but étant tout simplement d'avoir un ordre d'idée sur les valeurs qu'on pourrait possiblement atteindre.

## 5.5 Conclusion

Les lasers Brillouin à fibre microstructurée en verre de chalcogénure, de par leurs propriétés (compacts, mono-fréquences, faibles seuils, filtrage de bruits), sont potentiellement d'excellents candidats pour diverses applications. Dans ce chapitre, nous avons mis en évidence deux applications possibles : une technique de mesure de largeur de raie d'un laser quelconque utilisant le laser Brillouin, la génération de signaux micro-ondes optiques et nous avons discuté de la potentialité d'utiliser cette cavité comme hydrophone optique dans le cadre du projet ATOS.

Nous avons, cependant, vu que la simplicité de l'architecture de la cavité que nous avons mise en œuvre limitait son utilisation dans les diverses applications mentionnées. L'objectif est donc de passer à une cavité asservie et d'y associer un pompage résonant afin de réduire le seuil laser et le bruit de la composante Stokes du laser Brillouin.

# Conclusion

Ces travaux de recherche ont été réalisés dans le cadre du projet ATOS (Antenne acoustique en technologie **T**out **O**ptique pour la **S**urveillanc**e**) dont l'objectif est la réalisation et l'implémentation d'une antenne acoustique sous-marine en technologie "tout optique".

L'architecture système classiquement utilisée pour une antenne acoustique est composée d'hydrophones à base de cavités laser à fibre DFB mises en série. Sous l'influence d'une perturbation acoustique, un laser à fibre DFB est étiré ou contraint; ce qui change le pas de son réseau de Bragg et ainsi sa fréquence d'émission. Cependant, la faible sensibilité de ces cavités à un étirement et leurs dépendances à la pression hydrostatique impliquent le besoin d'utiliser un dispositif acousto-mécanique pour, d'une part compenser les décalages en longueur d'onde rapportés par les contraintes statiques (température, pression hydrostatique) et, d'autre part, amplifier les contraintes hydrostatiques pour qu'elles puissent être détectées. Au final, nous nous retrouvons avec des dispositifs très complexes.

Une partie plus exploratoire du projet est dédiée à l'étude et la réalisation d'autres cavités plus innovantes permettant de s'affranchir de cet inconvénient. Cette étude sera appuyée par la démonstration, d'une part, de leurs applications comme capteurs à fibre optique et, d'autre part, de sources lasers dans d'autres domaines d'applications.

Une des cavités considérée est le laser à fibre Brillouin. L'intérêt d'utiliser un laser opérant sur la diffusion Brillouin stimulée est que cette dernière donne lieu à l'inscription, le long de la fibre, d'un réseau d'indice dynamique, qui contrairement aux réseaux de Bragg photo-inscrits par des techniques UV standards, s'adapte à toute variation lente des conditions environnementales d'utilisation du capteur. Le fonctionnement du capteur n'est donc pas affecté par la pression statique qui lui est appliquée, puisque le réseau de Bragg créé ici s'adapte de façon dynamique aux ondes optiques qui l'inscrivent par la diffusion Brillouin stimulée. Le capteur est donc rendu intrinsèquement insensible aux contraintes statiques dues à la pression hydrostatique.

De plus, l'information issue de ces lasers est transportée par deux ondes optiques de fréquences distinctes appelées onde pompe et onde Stokes. La grandeur à mesurer est directement obtenue par battement entre ces deux ondes optiques simplifiant significativement le système d'interrogation de ces capteurs car nous n'avons plus besoin, dans ce cas précis, ni d'interféromètre ni de capteur de référence.

Afin de pouvoir utiliser ce dispositif comme capteur de grande sensibilité, la cavité laser Brillouin doit respecter certaines conditions :

- compacte;
- faible seuil laser;
- grande pureté spectrale;
- mono-fréquence;
- bas bruit.

Suite à ce cahier des charges, nous dégagons les trois objectifs que ce travail de thèse s'est employé à réaliser :

- la mise en œuvre de bancs de mesure de bruit pour caractériser les cavités lasers du projet ATOS;
- la réalisation et la caractérisation complète d'une cavité laser Brillouin innovante à base de fibre microstructurée en verre de chalcogénure;
- la recherche des domaines d'application les plus adaptés de cette cavité innovante.

La première partie, réalisée en étroite collaboration avec Yohann LÉGUILLON, ancien doctorant au laboratoire FOTON, a consisté à la mise en place de bancs de mesures pour le bruit d'intensité et le bruit de fréquence des cavités lasers utilisées dans le projet ATOS. Bien que les techniques de mesure du bruit d'un laser soient relativement bien connues, le réel challenge était de pouvoir les adapter dans la bande de fréquence acoustique [20 Hz - 20 kHz] pour le projet ATOS. Au final, les bancs que nous avons réalisés permettent de faire des mesures dans les basses fréquences soit dans la bande de fréquence [10 Hz - 1 MHz].

Ces bancs ont d'ailleurs, non seulement servi pour la mesure du bruit des lasers Brillouin, mais aussi à étudier l'évolution du bruit des cavités lasers à fibres DFB lorsqu'elles sont multiplexées pour aider à mieux comprendre et à améliorer les performances des antennes optiques composées de multitudes de cavités DFB FL mises en série.

La deuxième partie de ces travaux a été consacrée à la réalisation d'un laser Brillouin à fibre microstructurée en verre de chalcogénure. Ces lasers, comme leur nom l'indique, n'utilisent pas l'émission stimulée comme mécanisme d'amplification mais un effet non-linéaire dans les fibres optiques. La génération de l'effet Brillouin dans une fibre standard silice requiert une pompe très intense et/ou une très grande longueur de fibre. Comme nous voulons un laser compact et bas seuil, la fibre silice n'est pas forcément le candidat idéal pour ces cavités lasers motivant ainsi la recherche d'une fibre "spéciale" pour le projet ATOS.

Le choix s'est tout naturellement porté sur la fibre optique microstructurée en verre de chalcogénure, qui est un des éléments clé de ces travaux. Ces fibres, fabriquées par l'Equipe Verres et Céramiques de l'UMR 6226 Sciences Chimiques de Rennes et la Plate-forme d'Etudes et de Recherches sur les Fibres Optiques Spéciales (PERFOS) à Lannion pour le compte du projet ATOS, ont été choisies car leurs faibles aires effectives et forts coefficients non-linéaires permettent d'y générer des effets non-linéaires avec très peu de puissance injectée et/ou très peu de longueur de fibre. Les fibres ont été étirées à partir d'un verre de composition AsSe car ces verres sont réputés pour avoir un des plus grand indice non-linéaire répertorié dans la littérature.

D'ailleurs, les fibres microstructurées AsSe avaient déjà démontré leur potentiel pour les applications demandant des fibres très fortement non-linéaires. Ainsi, l'effet Kerr avait déjà été exploité dans ces fibres pour la réalisation de fonctions optiques pour les télécommunications telles que la conversion et le démultiplexage en longueur d'onde. De façon similaire, la diffusion Raman avait été constatée dans ces AsSe MOF; plusieurs sauts Raman avaient été observés ouvrant la voie à la génération de supercontinuum dans le domaine de l'infra-rouge dans ces fibres.

Pour avoir un laser, il nous faut créer une amplification optique dans la fibre. Dans notre cas, cette amplification est obtenue via la rétrodiffusion Brillouin stimulée dans une fibre et elle est caractérisée par le coefficient de gain Brillouin  $g_B$  de la fibre considérée. Le  $g_B$  des fibres ATOS utilisées durant ces travaux ont tous été calculés à partir de la mesure de la puissance seuil Brillouin de ces fibres, soit la puissance optique critique au-delà de laquelle le processus Brillouin devient stimulé dans la fibre, en respectant un protocole bien particulier décrit dans ce manuscrit. Grâce à ces caractérisations, nous avons pu mettre en évidence que les fibres en verre de chalcogénure MOFs caractérisées durant cette thèse présentent des  $g_B$  de deux ordres de grandeurs supérieurs au  $g_B$  d'une fibre silice classique. Une étude spectrale a été réalisée sur ces fibres à l'aide d'une détection hétérodyne pour caractériser la bande de gain Brillouin de ces fibres ainsi que leurs fréquences Brillouin. Cette caractérisation a, notamment, permis de mettre en évidence la présence de modes acoustiques d'ordres supérieurs dans des fibres à très petit cœur, ce qui augmente leur seuil Brillouin.

La dernière étape pour avoir le laser Brillouin consistait à "enfermer" ce milieu amplificateur dans un résonateur optique. Nous avons fait le choix d'une cavité en anneau dans laquelle l'injection de la pompe optique se fait à l'aide d'un circulateur optique. Dans cette configuration, la cavité n'est résonante que pour l'onde Stokes alors que l'onde pompe est bloquée par le circulateur après un tour seulement. Le montage est simplifié car il ne nécessite pas de boucle de rétroaction.

La première cavité réalisée, à base de fibre à cœur suspendu AsSe, a permis de démontrer la faisabilité ("proof of concept") de l'utilisation d'une fibre microstructurée en verre de chalcogénure, permettant de réduire le seuil laser comme l'atteste le seuil de 22 mW, en configuration simple passage pour la pompe, obtenu avec seulement 3 mètres de fibre. Ces résultats étaient déjà une amélioration par rapport au seuil laser précédemment annoncé de 35 mW pour une fibre de 4,9 mètres dans un laser d'architecture similaire en 2006. De plus, ce seuil laser est cinq fois plus bas que celui d'un laser Brillouin composé de 20 mètres de fibres en silice classique.

L'objectif visé, c'est à dire un laser Brillouin mono-fréquence et compact avec un seuil laser en dessous de 10 mW, a été atteint avec l'utilisation d'une fibre de composition différente présentant moins de pertes et avec une différente microstructure pour s'assurer de son caractère monomode. Un seuil laser réduit de 6 mW a ainsi été obtenu justifiant le changement de fibre.

Contrairement au cas d'un laser classique, les bruits d'intensité et de fréquence de la composante Stokes d'un laser Brillouin sont intimement liés à ceux de la pompe optique. En effet, ces bruits sont filtrés et transférés à l'onde Stokes rendant cette dernière moins bruitée et plus cohérente par rapport à l'onde pompe. Grâce aux bancs de mesure de bruits que nous avons préalablement mis en place, nous avons pu démontrer l'effet filtre passe-bas dans ces cavités à base de fibre mi-

crostructurée en verre de chalcogénure, phénomène très connu dans les lasers Brillouin en fibre silice. Ainsi, 5 dB et 16 dB de réduction ont notamment été mesurés pour respectivement le bruit d'intensité et le bruit de fréquence de ces lasers à fibre Brillouin.

De plus, le très faible seuil laser de la cavité Brillouin a permis la réalisation d'un laser opérant sur le second ordre Stokes pour une puissance de pompe raisonnable de 30 mW. Comme ce dernier a comme onde pompe l'onde Stokes d'ordre 1, il a des propriétés en termes de bruit bien meilleures que le laser opérant sur le Stokes d'ordre 1. Nous avons ainsi mesuré une réduction de sa largeur de raie d'environ 200 fois par rapport à la largeur de raie du laser pompe.

Ajouté à d'autres propriétés telles que sa compacité ainsi que le décalage fréquentiel de l'émission laser par rapport à la fréquence de son laser pompe, la cavité Brillouin à fibre microstructurée en verre de chalcogénure se positionne comme un excellent candidat pour l'application capteur optique dans le projet ATOS.

Mais la nature très fragile des fibres en verre de chalcogénure ne nous permet pas, pour l'instant, d'une part de mesurer la sensibilité de ces fibres à une élévation et, d'autre part, de démontrer expérimentalement, comme nous l'avons fait avec une cavité Brillouin fait de fibre silice, l'application hydrophone. Néanmoins, d'autres applications qui requièrent l'utilisation de lasers ultra-cohérents peuvent être considérées.

Ces lasers peuvent être utilisés, par exemple, pour la caractérisation spectrale de lasers cohérents. Les méthodes classiques telles que la technique auto-hétérodyne décorrélée ainsi que la détection hétérodyne n'étant pas très efficaces pour des mesures de largeurs spectrales très fines ( $< 1$  kHz), le laser Brillouin peut avantageusement être utilisé en y associant une technique hétérodyne. Le laser à mesurer devient donc laser de pompe pour la cavité Brillouin et la mesure spectrale du battement optique entre l'onde Stokes et l'onde pompe nous donne directement la largeur de raie du laser de pompe. Comme l'onde Stokes est une copie filtrée de l'onde pompe, il n'y a, en théorie, pas de limite à cette mesure.

Nous pouvons aussi envisager d'utiliser cette cavité pour la génération de signaux micro-ondes issus de battement entre porteuses optiques. Le fait que les composantes Stokes supérieures puissent être générées dans la cavité à des puissances de pompe raisonnables est de bon augure car des signaux ultra-fins peuvent potentiellement être obtenus en faisant battre par exemple les composantes Stokes 2 et 3.

Durant ces trois années de thèse en partie rapportées dans ce manuscrit, nous espérons avoir pu apporter au lecteur une bonne description de l'utilisation de la fibre microstructurée en verre de chalcogénure pour la réalisation d'un laser Brillouin, et ses propriétés de bruit ou encore pour la caractérisation de la diffusion Brillouin dans ces fibres spéciales.

Bien entendu, ce travail n'est qu'une première démonstration et qu'une première caractérisation de ce type de laser Brillouin utilisant des fibres optiques microstructurées en verre de chalcogénure. Les perspectives du travail à venir sont nombreuses. Parmi elles, la plus marquante sera de modifier l'architecture de la cavité Brillouin utilisée dans ces travaux. En effet, une cavité asservie et pompée de façon résonante permettrait de réduire encore plus le seuil laser et d'améliorer ses propriétés de bruit. Cette étape est importante car, pour l'instant, malgré tout le potentiel affiché par notre

cavité laser, il est essentiel de rendre ces lasers suffisamment stables et cohérents pour les diverses applications visées.

Le travail accompli durant ces trois années était essentiellement expérimental. Par manque de temps, nous nous sommes basés sur des modèles très simples et reconnus obtenus à partir des cavités Brillouin en fibre silice standard pour prédire le comportement de nos cavités. Ces modèles suffisent pour avoir un ordre de grandeur sur quelques paramètres du laser mais ils sont trop simplistes pour l'étude du bruit dans les lasers Brillouin à base de fibre microstructurées en verre de chalcogénure pour prendre en considération la microstructure et les réflexions "parasites" dans ces fibres. La suite de l'étude sera de mettre en œuvre une modélisation plus précise et complète afin de simuler et mieux comprendre les résultats expérimentaux obtenus dans ces travaux.



## Annexe A

# Origine du facteur numérique 21 dans la formule du seuil Brillouin

*Cette partie est extraite d'un article de review sur la diffusion Brillouin dans les fibres optique de KOPYAKOV, SAUER, CHOWDHURY [146]. Elle permet de mieux comprendre l'origine de la valeur numérique 21 utilisée, souvent à tort, lors des calculs de seuil Brillouin dans les fibres optiques.*

La formule couramment utilisée pour calculer le seuil Brillouin dans une fibre optique est la suivante [88, 129, 151, 152]:

$$P_{SBST} = 21 \frac{A_{eff} \cdot K}{L_{eff} \cdot g_B} \quad (A.1)$$

où  $A_{eff}$  est l'aire effective,  $K$  une constante liée à la polarisation entre l'onde pompe et l'onde Stokes.  $K$  prend la valeur de 1,5 pour une fibre standard et la valeur de 1 pour une fibre à maintien de polarisation en configuration générateur [153].

Notons qu'il existe dans la littérature plusieurs définitions pour la puissance seuil  $P_{SBST}$  de la diffusion Brillouin stimulée [148–150]. Cependant toutes ces définitions ont la même approche, notamment la comparaison de la puissance de l'onde Stokes rétrodiffusée à une fraction  $\mu$  du signal de pompe. Ainsi la condition pour atteindre le seuil Brillouin dans une fibre est la suivante :

$$P_s(0) = \mu P_0 \quad (A.2)$$

Les équations traditionnelles Brillouin peuvent s'écrire :

$$\frac{dP_S}{dz} = -\frac{g_B}{A_{eff}} \cdot P_P \cdot P_S + \alpha \cdot P_S \quad (A.3)$$

$$\frac{dN}{dz} = -\frac{g_B}{A_{eff}} \cdot P_S (N + n_{sp}) + \alpha \cdot N \quad (A.4)$$

où  $n_{sp}$  est donnée par :



$$n_{sp} \approx \frac{kT}{\hbar} = \nu_B \left( 1 + \frac{1}{e^{\hbar\Omega/kT} - 1} \right) \quad (\text{A.5})$$

Ici, T est la température de la fibre et k et  $\hbar$  sont respectivement les constantes de Boltzmann et de Planck.

La solution de l'équation (A.4) avec les conditions aux limites  $N(L) = 0$  (initiation de l'effet Brillouin sans photons Stokes) donne un gain Brillouin :

$$G(\nu) = \frac{N(0)}{n_{sp}} = \kappa \cdot (1 - e^{-\alpha z}) \quad (\text{A.6})$$

où  $\kappa = \frac{g_B \cdot P_0}{A_{eff} \cdot \alpha}$  est une puissance injectée normalisée. L'étape suivante est d'obtenir la puissance Stokes générée  $P_S(0)$  en intégrant l'équation (A.6) sur toute la bande de fréquence.

$$P_S(0) = 2n_{sp} \int_{-\infty}^{+\infty} \hbar\nu G(\nu) d\nu = \frac{2kT}{\nu_B} \int_{-\infty}^{+\infty} \nu G(\nu) d\nu \quad (\text{A.7})$$

La forme analytique de l'intégration de l'équation (A.7) est devint d'après [212] :

$$P_S(0) = \frac{4\pi}{3} \cdot \Theta \cdot e^{C/2} \cdot \left\{ C \left( 1 + \frac{e^{-\alpha L}}{2} \right) \left[ I_0 \left( \frac{C}{2} \right) - I_1 \left( \frac{C}{2} \right) \right] - (1 - e^{-\alpha L}) \cdot I_1 \left( \frac{C}{2} \right) \right\} \quad (\text{A.8})$$

où  $I_l$  sont les fonctions de Bessel modifiées d'ordre  $l$ ,

$$C = \kappa(1 - e^{\alpha L}) \quad (\text{A.9})$$

et

$$\Theta = \frac{kT\nu_p\Delta\nu_B}{2\nu_B} \quad (\text{A.10})$$

et  $\Theta$  un terme définit par les auteurs comme la puissance de bruit effective dans la bande de fréquence correspondant au BGS. Pour une fibre standard SMF-28,  $\Theta = 0,7$  nW pour une longueur d'onde de 1550 nm et à température ambiante.

Une bonne approximation pour l'équation (A.8) peut être obtenue si nous utilisons un développement asymptotique des fonctions de Bessel modifiées [213].

$$I_0(x) \approx \frac{e^x}{\sqrt{2\pi x}} \left( 1 + \frac{1}{8x} \right) \text{ et } I_1(x) \approx \frac{e^x}{\sqrt{2\pi x}} \left( 1 - \frac{3}{8x} \right) \quad (\text{A.11})$$

L'équation du seuil Brillouin, en considérant des équations (A.2) et (A.8), devient :

$$\frac{\kappa^{-3/2} \cdot e^{\kappa(1 - e^{-\alpha L})}}{\sqrt{1 - e^{-\alpha L}}} \left( e^{-\alpha L} + \frac{1}{2\kappa} \right) = \mu \cdot \frac{\alpha}{2\sqrt{\pi\gamma\Theta}} \quad (\text{A.12})$$

Pour des fibres de longueurs  $L \leq 40$  km,  $\alpha \approx 0,2$  dB/km, le terme  $1/(2\kappa)$  peut être négligé. L'équation (A.12) devient donc :

$$C^{3/2} e^{-C} = \frac{2\sqrt{\pi\gamma\Theta}}{\mu\alpha} e^{-\alpha L} (1 - e^{-\alpha L}) \quad (\text{A.13})$$

La solution analytique de cette équation est la suivante :

$$C = \Psi \left( 1 + \frac{\frac{3}{2} \ln(\Psi)}{\Psi - \frac{3}{2}} \right) \quad (\text{A.14})$$

où

$$\Psi = -\ln \left[ \frac{2\sqrt{\pi}\gamma\Theta}{\mu\alpha} e^{-\alpha L} (1 - e^{-\alpha L}) \right] \quad (\text{A.15})$$

Dans le cas du papier de Smith, une valeur de 20 dB/km a été considérée pour  $\alpha$ . Le terme en  $e^{-\alpha L}$  peut être négligé. L'équation du seuil devient ainsi :

$$C^{-5/2} \cdot e^{-C} = \mu \cdot \frac{\sqrt{\pi} \cdot g_B \cdot \Theta}{\alpha \cdot A_{eff}} \quad (\text{A.16})$$

Nous retrouvons donc une valeur de  $C \approx 21$  en prenant en considération les paramètres utilisés par SMITH :

- $\mu = 1$ ;
- $\lambda_p = 1,06 \mu\text{m}$ ;
- $\nu_B = 16.6 \text{ GHz}$ ;
- $\Delta\nu_B = 50 \text{ MHz}$ ;
- $\alpha = 5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ ;
- $g_B = 3 \cdot 10^{-9} \text{ cm/W}$ ;
- $A_{eff} = 10^{-7} \text{ cm}^2$ .

Cependant, cette valeur de  $C = 21$  n'est plus réaliste de nos jours car les pertes de transmissions des fibres ont nettement diminuées. De plus, dépendant de la définition du seuil Brillouin utilisée,  $\mu$  prend une valeur différente; ce qui a pour conséquence de faire varier la valeur de  $C$ .

D'où l'importance de calculer au préalable la valeur numérique de  $C$  lorsqu'il est très critique de déterminer une valeur plus précise pour le seuil Brillouin d'une fibre, plus particulièrement si la fibre n'est pas une fibre silice standard.



## Annexe B

# Mesure des propriétés de largeur spectrale d'un laser par caractérisation du bruit de diffusion Rayleigh

*Nous présentons la méthode de mesure de largeur de raie d'un laser par caractérisation du bruit de diffusion Rayleigh. Cette méthode a déjà permis la mesure de la largeur spectrale de lasers semi-conducteurs au laboratoire et nous travaillons activement sur cette technique afin de pouvoir atteindre des résolutions spatiales de l'ordre du kHz.*

### B.1 Introduction et intérêt de la méthode

La diffusion Rayleigh est la diffusion de la lumière par de très petites particules, de dimensions inférieures au dixième de la longueur d'onde de la lumière considérée. Dans une fibre optique, cette diffusion est due à des variations locales de l'indice de réfraction créées par des changements de densité ou de composition apparus au moment de la solidification du matériau.

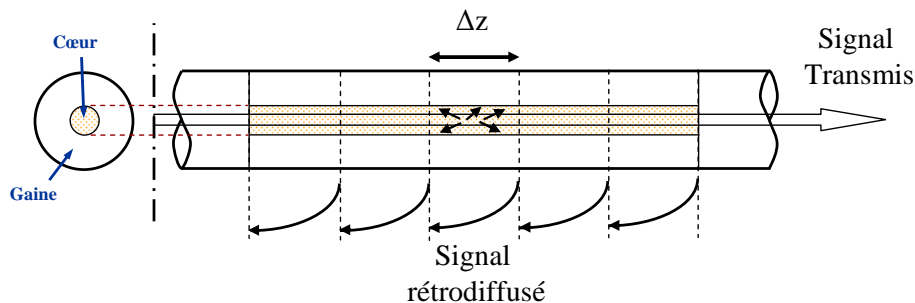


FIGURE B.1 – Illustration de la rétrodiffusion Rayleigh.

Il peut s'agir d'impuretés ou même tout simplement de molécules de silice. Comme l'illustre la figure B.1, la lumière est diffusée dans toutes les directions de l'espace et notamment dans le

sens contra-propagatif. Elle est dans ce cas guidée par la fibre optique et constitue la rétrodiffusion Rayleigh.

Cette rétrodiffusion, qui est gênante dans les télécommunications optiques, peut toutefois servir à la mesure de largeur de raie laser. C'est l'objet de ce chapitre.

IL existe de nombreuses méthodes de mesure de largeur de raie :

- mesure directe à l'analyseur de spectre optique,
- mesure par une méthode interférométrique (Fabry-Perot, Mach-Zehnder (Auto-hétérodyneur),
- mesure par la connaissance du bruit de fréquence du laser (voir référence [55])
- mesure par injection optique (voir référence [198]).

Ces méthodes ne sont pas universelles du fait qu'elles soient toutes limitées par leur résolution ou leur bande passante. La méthode que nous proposons par mesure du bruit de rétrodiffusion Rayleigh est déjà très intéressante car elle présente les atouts suivants :

- simplicité de mise en œuvre
- large gamme de mesures : 30 kHz - 10 GHz.

Or cette méthode peut revêtir un intérêt bien plus important si nous réussissons à étendre sa gamme de mesures à de très faibles largeurs de raie (50 Hz - 30kHz). Les manipulations entreprises et décrites par la suite vont dans ce sens. Une question fondamentale subsiste : la diffusion Rayleigh décorrèle-t-elle localement la lumière ? Nous tentons d'y répondre avec nos manipulations.

### B.1.1 Etat de l'art

Le bruit de rétrodiffusion Rayleigh est abordé dans l'article de GYSEL [200]. Il y établit notamment que la densité spectrale de puissance (DSP) de bruit d'intensité du signal rétrodiffusé  $S_b$  dépend de la cohérence de la source laser. Elle a pour expression :

$$S_b(\nu) = \langle I_b \rangle^2 \left( 2\pi\delta(\nu) + \frac{2\Delta\nu}{\Delta\nu^2 + \nu^2} \right) \tag{B.1}$$

$\langle I_b \rangle$  est l'intensité moyenne du signal rétrodiffusé,  
 $\Delta\nu$  la largeur à mi-hauteur du laser.

Le spectre de DSP est la somme d'un Dirac et d'une Lorentzienne de largeur à mi-hauteur  $2\Delta\nu$  centrés en zéro. Il paraît donc possible de mesurer la largeur à mi-hauteur du laser  $\Delta\nu$  en mesurant  $S_b$ . Pour le confirmer, GYSEL utilise un laser de largeur de raie accordable sur la plage 3 MHz - quelques GHz. Il compare le spectre de DSP de bruit de rétrodiffusion Rayleigh avec celui obtenu par une mesure auto-hétérodyne. Les spectres sont bien identiques si nous ne considérons pas le Dirac.

## B.2 Résultats déjà obtenus au laboratoire

Au sein du laboratoire, des études ont déjà été menées en se basant sur l'article de Gysel [200]. Elles ont fait l'objet d'un poster à CLEO Europe-EQEC en juin 2009 à Munich et d'un oral aux JNOG en juillet 2009 à Lille. Le montage expérimental est celui de la figure B.2.

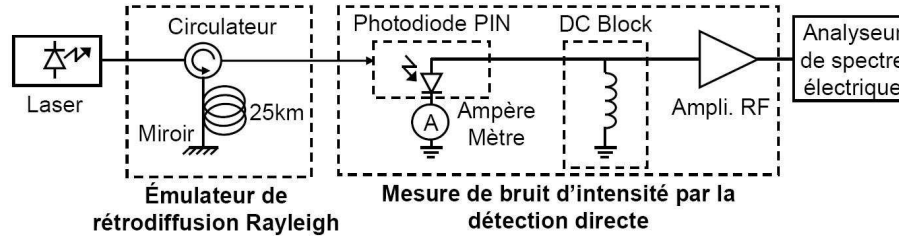


FIGURE B.2 – Mesure de largeur de raie par rétrodiffusion Rayleigh.

Notre montage expérimental est composé d'un laser, pour mesurer sa largeur de raie, d'un émulateur de rétrodiffusion Rayleigh et d'un système de mesure de bruit relatif d'intensité (RIN pour Relative Intensity Noise en anglais). Ce montage diffère légèrement de celui de GYSEL. En effet, en plus du signal rétrodiffusé dans une fibre, le signal réfléchi par un miroir au bout de cette fibre est aussi collecté par la photodiode. Ainsi, nous mesurons non seulement la DSP du bruit d'intensité du signal rétrodiffusé, qui a pour inconvénient d'être très faible, mais aussi la DSP de bruit d'intensité du battement entre le signal rétrodiffusé et le signal réfléchi  $S_{b-r}$ . Celle-ci s'exprime :

$$S_{b-r}(v) = 2\pi\delta(v)(I_r + \langle I_b \rangle)^2 + \frac{2\Delta v}{\Delta v^2 + v^2}(2I_r \langle I_b \rangle + \langle I_b \rangle^2) \quad (\text{B.2})$$

$I_b$  est l'intensité du signal rétrodiffusé,

$I_r$  est l'intensité du signal réfléchi,

$\Delta v$  la largeur à mi-hauteur du laser.

Là encore, le spectre de DSP est la somme d'un Dirac et d'une Lorentzienne de largeur à mi-hauteur  $2\Delta v$  centré en zéro. Nous pouvons donc toujours mesurer la largeur de raie du laser par cette méthode. Pour le confirmer nous avons aussi comparé sur la figure B.3 le spectre de DSP issue de notre montage avec celui obtenu par un auto-hétérodyneur (Advantest Q73321) de résolution 40 kHz pour deux lasers de largeur de raie différente :

- un laser DFB de largeur de raie  $\Delta v \sim 3$  MHz
- un laser à cavité externe (Tunics<sup>tm</sup>) de largeur de raie  $\Delta v \sim 120$  kHz.

Ces résultats montrent que les largeurs de raie mesurées par cette méthode originale et par une méthode auto-hétérodyne sont identiques. Cependant, notre montage expérimental a des limites et ne nous permet pas pour le moment la mesure de largeur de raie inférieure à 30 kHz. Cette limite basse est déterminée par la fréquence de coupure de nos composants optiques/électroniques actuels, par le bruit basse-fréquence des composants électroniques et par les signaux parasites de l'environnement.

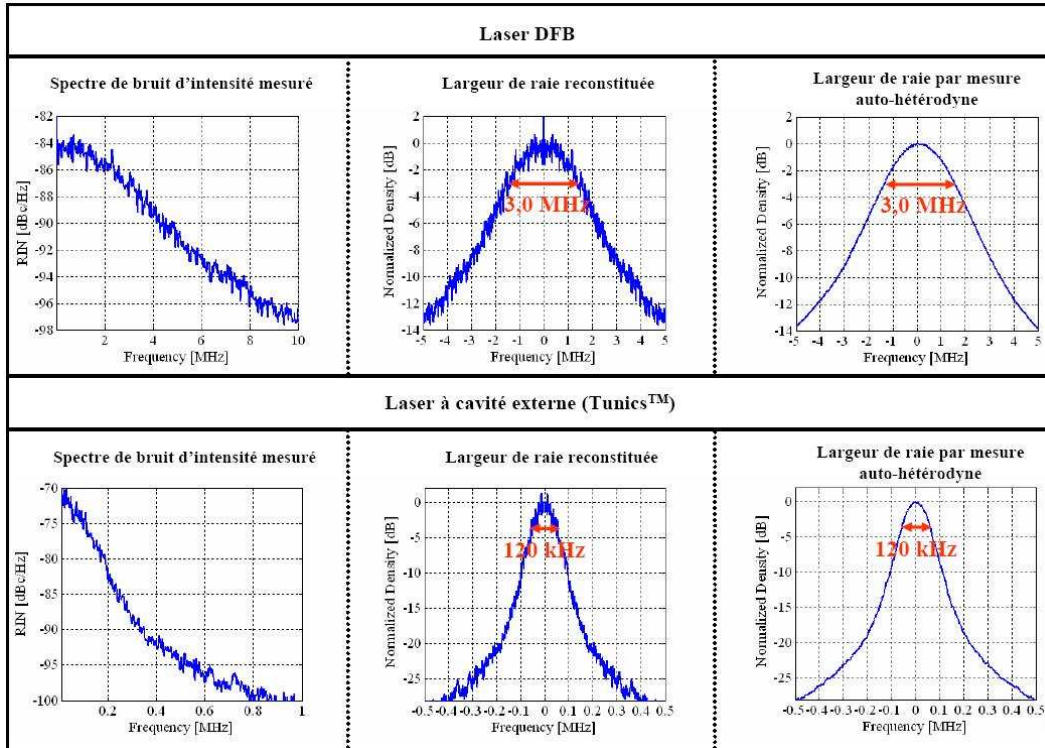


FIGURE B.3 – Comparaison des spectres obtenus avec notre méthode et par mesure auto-hétérodyne pour deux lasers.

### B.2.1 Perspectives

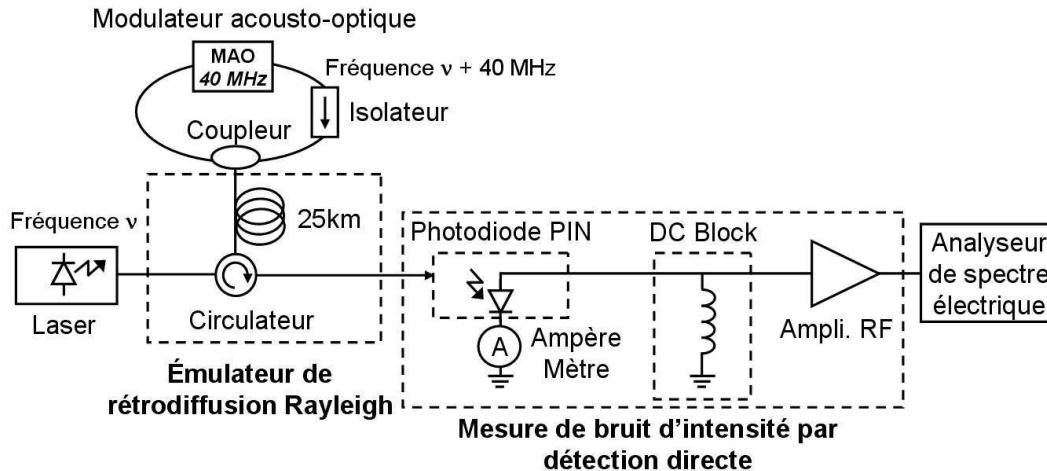


FIGURE B.4 – Montage expérimental pour se décaler du bruit basse fréquence de la détection.

Les perspectives avec cette manipulation sont de diminuer la limite basse fréquence de mesure de bruit afin de pouvoir mesurer des largeurs de raie très faibles (kHz voire mieux). Pour cela, plusieurs solutions peuvent être apportées. Pour les signaux parasites de l'environnement, le montage expérimental peut être mis dans une cage de Faraday. Il est aussi possible de réaliser les mesures dans un chambre anéchoïque au sein de l'ENSSAT. Pour les composants optiques/électroniques, l'achat de matériel spécifique aux basses fréquences et peu bruité est en cours.

Pour contourner toutes ces difficultés en basse fréquence et voir si la mesure de largeur de raie très faible est possible avec la rétrodiffusion Rayleigh, des mesures sont faites actuellement avec le montage expérimental illustré sur la figure B.4 qui permet de décaler le spectre à étudier à la fréquence du modulateur acousto-optique.

Le but ultime de cette méthode est de pouvoir réduire au maximum la longueur de fibre utilisée dans l'émulateur de rétrodiffusion Rayleigh. En effet, l'utilisation de 25 km de fibre génère suffisamment de diffusion Rayleigh permettant la mesure de la largeur spectrale des sources que nous avons testées.

Dans cette démarche, nous avons donc commencé à tester plusieurs autres types de fibres pouvant potentiellement générer plus de diffusion Rayleigh dans la fibre. La première piste envisagée était une fibre dopée aluminium en espérant que des atomes plus volumineux pourraient augmenter la rétrodiffusion Rayleigh dans la fibre. Une fibre de 800 mètre dopée aluminium a donc été utilisée à la place de la bobine de 25 km de fibre SMF-28. Bien que les premiers résultats furent prometteurs, nous avons pu mesurer correctement des lasers avec des largeurs spectrales inférieures à 250 kHz.





## Annexe C

# Relation entre les différents mesurandes permettant de décrire la lumière

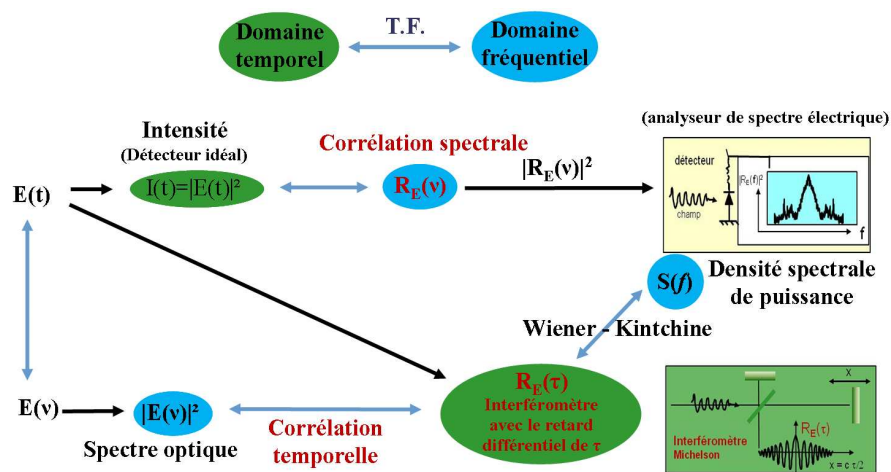


FIGURE C.1 – Relation entre les différents mesurandes permettant de décrire la lumière

$I(t)$  représente le signal qui peut être obtenu sur l'écran d'un oscilloscope quand nous éclairons un détecteur avec un champ lumineux  $E(t)$ . A l'analyseur de spectre électrique, nous mesurons la fonction de corrélation spectrale du champ  $R_E(v)$  qui est relié à  $I(t)$  par une transformation de Fourier (TF). Par interférométrie, nous mesurons la fonction de corrélation temporelle du champ  $R_E(\tau)$  du spectre optique.



## Annexe D

# Publications et conférences relatives à ce travail de thèse

### Articles dans des revues internationales à comité de Lecture

**A.1** “Relative intensity noise and frequency noise of a compact Brillouin laser made of  $As_{38}Se_{62}$  suspended-core chalcogenide fiber”

**K. Hey Tow**, Y. Léguillon, P. Besnard, L. Brilland, J. Troles, P. Toupin, D. Méchin, D. Trégoat, S.Molin,

**Optics Letters** **37**(7), pp. 1157–1159 (2012)

**A.2** “Linewidth-narrowing and intensity noise reduction of the 2<sup>nd</sup> order Stokes component of a low threshold Brillouin laser made of  $Ge_{10}As_{22}Se_{68}$  chalcogenide fiber”

**K. Hey Tow**, Y. Léguillon, S. Fresnel, P. Besnard, L. Brilland, D. Méchin, D. Trégoat, J. Troles, P. Toupin,

**Optics Express** **20**, pp. B104–B109 (2012)

**A.3** “Towards More Coherent Sources Using a Brillouin Laser Made of Microstructured Chalcogenide Fiber”

**K. Hey Tow**, Y. Léguillon, S. Fresnel, P. Besnard, L. Brilland, D. Méchin, J. Troles, P. Toupin,

**IEEE Photonics Technology Letters** **25**, pp. 238–241 (2013)

## Communications dans des conférences à comité de Lecture

### C.1 “Brillouin fiber laser using AsSe suspended-core fiber” (*Invited Paper*)

**K. Hey Tow**, Y. Léguillon, P. Besnard, L. Brilland, P. Toupin, J. Troles, D. Méchin, D. Trégoat, M. Doisy,

SPIE Photonics Europe 2012. Proceedings of SPIE Vol. **8462**, 842611 (2012)

### C.2 “First demonstration of a 12 DFB fiber laser array on a 100 GHz ITU grid for underwater acoustic sensing applications” (*Invited Paper*)

**Y. Léguillon**, K. Hey Tow, P. Besnard, A. Mugnier, D. Pureur, M. Doisy,

SPIE Photonics Europe 2012. Proceedings of SPIE Vol. **8462**, 842611 (2012)

### C.3 “6 mW and 30 mW laser threshold for respectively 1<sup>st</sup> and 2<sup>nd</sup> Brillouin Stokes order in a Ge<sub>10</sub>As<sub>24</sub>Se<sub>68</sub> chalcogenide fiber. ”

**K. Hey Tow**, Y. Léguillon, P. Besnard, L. Brilland, D. Méchin, D. Trégoat, J. Troles, P. Toupin, OSA European Conference and Exhibition on Optical Communication 2012. Proceedings of ECOC 2012 Vol. **8462**, 842611 (2012)

### C.4 “Génération d’onde stokes du second ordre et effet laser dans une fibre optique a cœur suspendu en verre de chalcogénure AsSe”

**K. Hey Tow**, P. Besnard, L. Brilland, P. Toupin, J. Troles, D. Méchin, D. Trégoat,

JNOG (2011), Recueil des communications pp. 227-229

### C.5 “Effets d’une faible contre-réaction optique sur des lasers à fibre DFB pour applications capteurs”

**Y. Léguillon**, K. Hey Tow, A. Mugnier, D. Pureur, P. Besnard, M. Doisy,

JNOG (2011), Recueil des communications pp. 257-259

### C.6 “Lasers Brillouin à fibre microstructurée en verre de chalcogénure à très faibles seuils”

**K. Hey Tow**, Y. Léguillon, P. Besnard, L. Brilland, P. Toupin, J. Troles, D. Méchin, D. Trégoat,

JNOG (2012), Recueil des communications pp. 6-8

# Bibliographie

- [1] F.T.S. Yu and S. Yin. *Fiber Optic Sensors, 2002*. Marcel Dekker.
- [2] C. Menadier, C. Kissinger, and H. Adkins. The photonic sensor. *Instruments and Control Systems*, 40:114–120, 1967.
- [3] B. Culshaw. Optical fiber sensor technologies: opportunities and perhaps pitfalls. *Journal of Lightwave Technology*, 22(1):39, 2004.
- [4] S. Foster, A. Tikhomirov, M. Milnes, J. van Velzen, and G. Hardy. A fibre laser hydrophone. In *Proceedings of SPIE*, volume 5805, pages 627–630, 2005.
- [5] PE Bagnoli, N. Beverini, R. Falciai, E. Maccioni, M. Morganti, F. Sorrentino, F. Stefani, and C. Trono. Development of an erbium-doped fibre laser as a deep-sea hydrophone. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 8:S535, 2006.
- [6] J. Staudenraus and W. Eisenmenger. Fibre-optic probe hydrophone for ultrasonic and shock-wave measurements in water. *Ultrasonics*, 31(4):267–273, 1993.
- [7] C. Koch. Coated fiber-optic hydrophone for ultrasonic measurement. *Ultrasonics*, 34(6):687–689, 1996.
- [8] K.T.V. Grattan and T. Sun. Fiber optic sensor technology: an overview. *Sensors and Actuators A: Physical*, 82(1-3):40–61, 2000.
- [9] G.M. Wenz. Acoustic ambient noise in the ocean: spectra and sources. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 34:1936, 1962.
- [10] GB Hocker. Fiber-optic sensing of pressure and temperature. *Applied Optics*, 18(9):1445–1448, 1979.
- [11] S. Foster, A. Tikhomirov, M. Englund, H. Inglis, G. Edvell, and M. Milnes. A 16 channel fibre laser sensor array. In *Optical Fibre Technology/Australian Optical Society, 2006. ACOFT/AOS 2006. Australian Conference on*, pages 40–42. IEEE, 2006.
- [12] Y. Léguillon, P. Besnard, L. Provino, A. Monteville, D. Méchin, D. Tregogat, M. Doisy, and F. Launay. Phase sensitivity to axial strain of microstructured optical silica fibers. In *21st International Conference on Optical Fiber Sensors (conference proceedings volume)*, volume 7753, 2011.
- [13] J.T. Kringlebotn. Optical fiber distributed feedback laser, Dec 1998. US Patent 5,844,927.

- [14] A. Kumar, N.K. Goel, and RK Varshney. Studies on a Few-Mode Fiber-Optic Strain Sensor Based on LP<sub>01</sub>-LP<sub>02</sub> Mode Interference. *Journal of Lightwave Technology*, 19(3):358, 2001.
- [15] K. Bohnert and H. Brandle. Fiber laser pressure sensor, October 7 2003. US Patent 6,630,658.
- [16] K. Bohnert. Anisotropic distributed feedback fiber laser sensor, April 26 2005. US Patent 6,885,784.
- [17] A. Debut, S. Randoux, and J. Zemmouri. Linewidth narrowing in Brillouin lasers: Theoretical analysis. *Physical Review A*, 62:023803, Jul 2000.
- [18] S. Norcia, S. Tonda-Goldstein, D. Dolfi, J.P. Huignard, and R. Frey. Efficient single-mode Brillouin fiber laser for low-noise optical carrier reduction of microwave signals. *Optics Letters*, 28(20):1888–1890, 2003.
- [19] KC Kao and G.A. Hockham. Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies. *Electrical Engineers, Proceedings of the Institution of*, 113(7):1151–1158, 1966.
- [20] FP Kapron, D.B. Keck, and R.D. Maurer. Radiation losses in glass optical waveguides. *Applied Physics Letters*, 17(10):423–425, 1970.
- [21] R.H. Stolen, EP Ippen, and AR Tynes. Raman oscillation in glass optical waveguide. *Applied Physics Letters*, 20(2):62–64, 1972.
- [22] EP Ippen and RH Stolen. Stimulated Brillouin scattering in optical fibers. *Applied Physics Letters*, 21(11):539–541, 1972.
- [23] L. Brillouin. Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent homogène. Influence de l'agitation thermique. *Ann. Phys.(Paris)*, 17:88–122, 1922.
- [24] A.R. Chraplyvy. Limitations on lightwave communications imposed by optical-fiber nonlinearities. *Journal of Lightwave Technology*, 8(10):1548–1557, 1990.
- [25] KO Hill, BS Kawasaki, and DC Johnson. CW Brillouin laser. *Applied Physics Letters*, 28(10):608–609, 1976.
- [26] SP Smith, F. Zarinetchi, and S. Ezekiel. Narrow-linewidth stimulated Brillouin fiber laser and applications. *Optics Letters*, 16(6):393–395, 1991.
- [27] LF Stokes, M. Chodorow, and HJ Shaw. All-fiber stimulated Brillouin ring laser with sub-milliwatt pump threshold. *Optics Letters*, 7(10):509–511, 1982.
- [28] J. Botineau, C. Leycuras, C. Montes, and E. Picholle. Diffusion Brillouin stimulée dans un laser en anneau à fibre optique. *Annals of Telecommunications*, 44(3):173–178, 1989.
- [29] P.-A. Nicati, K. Toyama, and H.J. Shaw. Frequency stability of a Brillouin fiber ring laser. *Journal of Lightwave Technology*, 13(7):1445–1451, 1995.
- [30] J.H. Lee, Z. Yusoff, W. Belardi, M. Ibsen, T.M. Monro, and D.J. Richardson. Investigation of Brillouin effects in small-core holey optical fiber: lasing and scattering. *Optics Letters*, 27(11):927–929, 2002.

- [31] C.J.S de Matos, J.R Taylor, and K.P Hansen. All-fibre Brillouin laser based on holey fibre yielding comb-like spectra. *Optics Communications*, 238(1–3):185 – 189, 2004.
- [32] S.W. Harun, S.N. Aziz, N. Tamchek, N.S. Shahabuddin, and H. Ahmad. Brillouin fibre laser with 20 m-long photonic crystal fibre. *Electronics Letters*, 44(18):1065 –1066, 2008.
- [33] H. Ahmad, S. Shahi, and SW Harun. Bismuth-based erbium-doped fiber as a gain medium for L-band amplification and Brillouin fiber laser. *Laser Physics*, 20(3):716–719, 2010.
- [34] G. Qin, A. Mori, and Y. Ohishi. Brillouin lasing in a single-mode Tellurite fiber. *Optics Letters*, 32(15):2179–2181, 2007.
- [35] K.S. Abedin. Single-frequency Brillouin lasing using single-mode As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> chalcogenide fiber. *Optics Express*, 14(9):509–511, 2006.
- [36] S.D. Le, D.M Nguyen, M. Thual, L. Bramerie, M. Costa e Silva, L. Lenglé, M. Gay, T. Chartier, L. Brilland, D. Méchin, P. Toupin, and J. Troles. Efficient four-wave mixing in an ultra-highly nonlinear suspended-core chalcogenide As<sub>38</sub>Se<sub>62</sub> fiber. *Optics Express*, 19(26):B653–B660, 2011.
- [37] J.W. Goodman. Statistical optics. *New York, Wiley-Interscience, 1985, 567 p.*, 1, 1985.
- [38] L. Mandel and E. Wolf. *Optical coherence and quantum optics*. Cambridge university press, 1995.
- [39] A. Einstein. On the quantum mechanics of radiation. *Physikalische Zeitschrift*, 18:121–128, 1917.
- [40] G. M. Stéphan. Semiclassical study of the laser transition. *Physical Review A*, 55:1371–1384, Feb 1997.
- [41] A.E. Siegman and AE Siegman. *An introduction to lasers and masers*, volume 122. McGraw-Hill New York, 1971.
- [42] C. Delsart. *Lasers et optique non linéaire: cours, exercices et problèmes corrigés*. Ellipses, 2008.
- [43] A.L. Schawlow and C.H. Townes. Infrared and optical masers. *Physical Review*, 112(6):1940, 1958.
- [44] JA Giordmaine and R.C. Miller. Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO<sub>3</sub> at optical frequencies. *Physical Review Letters*, 14(24):973–976, 1965.
- [45] RG Smith. Optical parametric oscillators. *In: Lasers. Volume 4.(A76-39776 19-36) New York, Marcel Dekker, Inc., 1976, p. 189-307.*, 4:189–307, 1976.
- [46] R.W. Boyd, M.G. Raymer, P. Narum, and D.J. Harter. Four-wave parametric interactions in a strongly driven two-level system. *Physical Review A*, 24(1):411–423, 1981.
- [47] A. Berrou. *Développement d'un oscillateur paramétrique optique pour la spectroscopie des gaz et ses applications*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2008.



- [48] E. Andrieux. *Réalisation d'un oscillateur paramétrique optique stabilisé en fréquence et accordable continûment sur 500 GHz pour la spectroscopie infrarouge*. PhD thesis, Conservatoire National des Arts et Metiers, 2011.
- [49] C. Headley and G. Agrawal. Raman amplification in fiber optical communication systems. 2005.
- [50] R. Stolen, C. Lin, J. Shah, and R. Leheny. A fiber Raman ring laser. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 14(11):860–862, 1978.
- [51] N. Olsson and J. Van Der Ziel. Characteristics of a semiconductor laser pumped brillouin amplifier with electronically controlled bandwidth. *Journal of Lightwave Technology*, 5(1):147–153, 1987.
- [52] R.W. Tkach and A.R. Chraplyvy. Fibre Brillouin amplifiers. *Optical and quantum electronics*, 21(1):105–112, 1989.
- [53] E. Rønnekleiv. Frequency and intensity noise of single frequency fiber bragg grating lasers. *Optical Fiber Technology*, 7(3):206–235, 2001.
- [54] C. Spiegelberg, J. Geng, Y. Hu, Y. Kaneda, S. Jiang, and N. Peyghambarian. Low-noise narrow-linewidth fiber laser at 1550 nm. *Journal of Lightwave Technology*, 22(1):57, 2004.
- [55] GM Stéphan, TT Tam, S. Blin, P. Besnard, and M. Têtu. Laser line shape and spectral density of frequency noise. *Physical Review A*, 71(4):043809, 2005.
- [56] Y. Léguillon, K.H. Tow, P. Besnard, A. Mugnier, D. Pureur, and M. Doisy. First demonstration of a 12 DFB fiber laser array on a 100 GHz ITU grid, for underwater acoustic sensing application. In *Proceedings of SPIE*, volume 8439, page 84390J, 2012.
- [57] K.H. Tow, Y. Léguillon, P. Besnard, L. Brilland, D. Méchin, D. Trégoat, J. Troles, P. Toupin, and S. Molin. Relative intensity noise and frequency noise of a compact Brillouin laser made of As<sub>38</sub>Se<sub>62</sub> suspended-core chalcogenide fiber. *Optics Letters*, 37(7):1157–1159, Apr 2012.
- [58] FN Hooge, TGM Kleinpenning, and LKJ Vandamme. Experimental studies on 1/f noise. *Reports on progress in Physics*, 44(5):479, 2000.
- [59] AL McWhorter. 1/f noise and germanium surface properties. *Semiconductor Surface Physics*, pages 207–228, 1957.
- [60] B. Pellegrini. Diffusion, mobility fluctuation, and island models of flicker noise. *Physical Review B*, 26(4):1791, 1982.
- [61] J. Poette, S. Blin, G. Brochu, L. Bramerie, R. Slavik, J.-C. Simon, S. LaRochelle, and P. Besnard. Relative intensity noise of multiwavelength fibre laser. *Electronics Letters*, 40(12):724 – 726, 2004.
- [62] E. Goobar. A Michelson interferometer with balanced detection for the characterization of modulation and noise properties of semiconductor lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 29(4):1116–1130, 1993.

- [63] L. Conti, M. De Rosa, and F. Marin. Low-amplitude-noise laser for AURIGA detector optical readout. *Applied Optics*, 39(31):5732–5738, 2000.
- [64] G.E. Obarski and J.D. Splett. Transfer standard for the spectral density of relative intensity noise of optical fiber sources near 1550 nm. *Journal of Optical Society of America B*, 18(6):750–761, 2001.
- [65] MC Cox, NJ Copner, and B. Williams. High sensitivity precision relative intensity noise calibration standard using low noise reference laser source. In *Science, Measurement and Technology, IEE Proceedings-*, volume 145, pages 163–165. IET, 1998.
- [66] J. Poëtte. *Contribution à l'étude du bruit d'amplitude de lasers dédiés aux télécommunications optiques: Julien Poëtte*. PhD thesis, Université Rennes 1, 2005.
- [67] Jean-François Hayau. *Caractérisation de composants photoniques à base d'îlots quantiques à semi-conducteurs InAs/InP : bruit et injection optique*. PhD thesis, Université de Rennes 1, 2009.
- [68] H. Hodara. Statistics of thermal and laser radiation. *Proceedings of the IEEE*, 53(7):696 – 704, 1965.
- [69] T. Okoshi, K. Kikuchi, and A. Nakayama. Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum. *Electronics Letters*, 16(16):630–631, 1980.
- [70] L. Richter, H. Mandelberg, M. Kruger, and P. McGrath. Linewidth determination from self-heterodyne measurements with subcoherence delay times. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 22(11):2070–2074, 1986.
- [71] F. Favre, D. Le Guen, and J.C. Simon. Optical feedback effects upon laser diode oscillation field spectrum. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 30(10):1700–1705, 1982.
- [72] J. Geng, S. Staines, Z. Wang, J. Zong, M. Blake, and S. Jiang. Highly stable low-noise Brillouin fiber laser with ultranarrow spectral linewidth. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 18(17):1813–1815, 2006.
- [73] A. Dandridge and AB Tveten. Phase noise of single-mode diode lasers in interferometer systems. *Applied Physics Letters*, 39(7):530–532, 1981.
- [74] A. Dandridge, AB Tveten, RO Miles, DA Jackson, and TG Giallorenzi. Single-mode diode laser phase noise. *Applied Physics Letters*, 38(2):77–78, 1981.
- [75] S. Camatel and V. Ferrero. Narrow linewidth cw laser phase noise characterization methods for coherent transmission system applications. *Journal of Lightwave Technology*, 26(17):3048–3055, 2008.
- [76] W. Belardi, J.H. Lee, K. Furusawa, Z. Yusoff, P. Petropoulos, M. Ibsen, T.M. Monro, and D.J. Richardson. A 10 Gbit/s Tuneable Wavelength Converter Based on Four-Wave Mixing in Highly Nonlinear Holey Fibre. In *Optical Communication, 2002. ECOC 2002. 28th European Conference on*, volume 5, pages 1 –2, sept. 2002.

- [77] K. Kikuchi and K. Taira. Highly nonlinear bismuth oxide-based glass fibres for all-optical signal processing. *Electronics Letters*, 38(4):166–167, 2002.
- [78] Y. Xu, H. Zeng, G. Yang, G. Chen, Q. Zhang, and L. Xu. Third-order nonlinearities in GeSe<sub>2</sub>-In<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>-CsI glasses for telecommunications applications. *Optical Materials*, 31(1):75–78, 2008.
- [79] J.M. Harbold, F.O. Ilday, F.W. Wise, and B.G. Aitken. Highly nonlinear Ge-As-Se and Ge-As-S-Se glasses for all-optical switching. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 14(6):822–824, 2002.
- [80] W.J. Wadsworth, A. Ortigosa-Blanch, J.C. Knight, T.A. Birks, T.P.M. Man, and P.S.J. Russell. Supercontinuum generation in photonic crystal fibers and optical fiber tapers: a novel light source. *Journal of Optical Society of America B*, 19(9):2148–2155, 2002.
- [81] J.C. Knight, T.A. Birks, P.S.J. Russell, and D.M. Atkin. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Optics Letters*, 21(19):1547–1549, 1996.
- [82] P. Kaiser, EAJ Marcatili, and SE Miller. A new optical fiber. *Bell Syst. Tech. J*, 52(2):265–269, 1973.
- [83] P. Russell. Photonic-crystal fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 24(12):4729–4749, 2006.
- [84] C.M. Smith, N. Venkataraman, M.T. Gallagher, D. Müller, J.A. West, N.F. Borrelli, D.C. Allan, and K.W. Koch. Low-loss hollow-core silica/air photonic bandgap fibre. *Nature*, 424(6949):657–659, 2003.
- [85] F. Luan, A.K. George, T.D. Hedley, G.J. Pearce, D.M. Bird, J.C. Knight, and P.S.J. Russell. All-solid photonic bandgap fiber. *Optics Letters*, 29(20):2369–2371, 2004.
- [86] N.A. Mortensen, J.R. Folken, P.M.W. Skovgaard, and J. Broeng. Numerical aperture of single-mode photonic crystal fibers. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 14(8):1094–1096, 2002.
- [87] A. Bjarklev, A.S. Bjarklev, and J. Broeng. Photonic crystal fibres. 2003.
- [88] G.P. Agrawal. *Nonlinear fiber optics*, volume 10. Academic press, 2001.
- [89] T.A. Birks, J.C. Knight, and P.S.J. Russell. Endlessly single-mode photonic crystal fiber. *Optics Letters*, 22(13):961–963, 1997.
- [90] N.A. Mortensen, J.R. Folkenberg, M.D. Nielsen, and K.P. Hansen. Modal cutoff and the V-parameter in photonic crystal fibers. *Optics Letters*, 28(20):1879–1881, 2003.
- [91] J.R. Folkenberg, N.A. Mortensen, K.P. Hansen, T.P. Hansen, H.R. Simonsen, and C. Jakobsen. Experimental investigation of cutoff phenomena in nonlinear photonic crystal fibers. *Optics Letters*, 28(20):1882–1884, 2003.
- [92] T. Croft, J. Ritter, and V. Bhagavatula. Low-loss dispersion-shifted single-mode fiber manufactured by the OVD process. *Journal of Lightwave Technology*, 3(5):931–934, 1985.

- [93] J.C. Knight, T.A. Birks, R.F. Cregan, P.S.J. Russell, and P.D. de Sandro. Large mode area photonic crystal fibre. *Electronics Letters*, 34(13):1347–1348, 1998.
- [94] A. Ferrando, E. Silvestre, P. Andres, J. Miret, and M. Andres. Designing the properties of dispersion-flattened photonic crystal fibers. *Optics Express*, 9(13):687–697, 2001.
- [95] K. Reichenbach and C. Xu. The effects of randomly occurring nonuniformities on propagation in photonic crystal fibers. *Optics Express*, 13(8):2799–2807, 2005.
- [96] J.H. Lee, T. Nagashima, T. Hasegawa, S. Ohara, N. Sugimoto, and K. Kikuchi. Four-wave-mixing-based wavelength conversion of 40-Gb/s nonreturn-to-zero signal using 40-cm bismuth oxide nonlinear optical fiber. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 17(7):1474–1476, 2005.
- [97] ME Marhic, I. Morita, M.C. Ho, Y. Akasaka, and LG Kazovsky. Large cross-phase modulation and four wave mixing in tellurite EDFAs. *Electronics Letters*, 35(23):2045–2047, 1999.
- [98] P. Domachuk, NA Wolchover, M. Cronin-Golomb, A. Wang, A.K. George, CMB Cordeiro, J.C. Knight, and FG Omenetto. Over 4000 nm bandwidth of mid-IR supercontinuum generation in sub-centimeter segments of highly nonlinear tellurite PCFs. *Optics Express*, 16(10):7161–7168, 2008.
- [99] J. Gopinath, H. Shen, H. Sotobayashi, E. Ippen, T. Hasegawa, T. Nagashima, and N. Sugimoto. Highly nonlinear bismuth-oxide fiber for smooth supercontinuum generation at 1.5  $\mu\text{m}$ . *Optics Express*, 12(23):5697–5702, 2004.
- [100] A. Mori, H. Masuda, K. Shikano, and M. Shimizu. Ultra-wide-band tellurite-based fiber Raman amplifier. *Journal of Lightwave Technology*, 21(5):1300–1306, 2003.
- [101] X. Feng, W.H. Loh, J.C. Flanagan, A. Camerlingo, S. Dasgupta, P. Petropoulos, P. Horak, K.E. Frampton, N.M. White, J.H. Price, et al. Single-mode tellurite glass holey fiber with extremely large mode area for infrared nonlinear applications. *Optics Express*, 16(18):13651–13656, 2008.
- [102] K. Kikuchi, K. Taira, and N. Sugimoto. Highly-nonlinear bismuth oxide-based glass fibers for all-optical signal processing. pages 567–568, 2002.
- [103] J.H.V. Price, T.M. Monro, H. Ebendorff-Heidepriem, F. Poletti, P. Horak, V. Finazzi, J.Y.Y. Leong, P. Petropoulos, J.C. Flanagan, G. Brambilla, Xian Feng, and D.J. Richardson. Mid-IR supercontinuum generation from nonsilica microstructured optical fibers. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 13(3):738–749, 2007.
- [104] G. Lenz, J. Zimmermann, T. Katsufuji, ME Lines, HY Hwang, S. Spälter, RE Slusher, S.W. Cheong, JS Sanghera, and ID Aggarwal. Large Kerr effect in bulk Se-based chalcogenide glasses. *Optics Letters*, 25(4):254–256, 2000.
- [105] V. Moizan. *Étude de l'amplification laser en bande II dans les fibres de verres chalcogénures*. PhD thesis, Université Rennes I, 2008.

- [106] P. Klocek. *Handbook of infrared optical materials*, volume 30. CRC, 1991.
- [107] S. Danto, P. Houizot, C. Boussard-Pledel, X.H. Zhang, F. Smektala, and J. Lucas. A Family of Far-Infrared-Transmitting Glasses in the Ga–Ge–Te System for Space Applications. *Advanced Functional Materials*, 16(14):1847–1852, 2006.
- [108] F. Charpentier, J. Troles, Q. Coulombier, L. Brilland, P. Houizot, F. Smektala, C. Boussard-Pledel, V. Nazabal, N. Thibaud, Karine Le Pierres, G. Renversez, and B. Bureau. CO<sub>2</sub> Detection Using Microstructured Chalcogenide Fibers. *Sensor Letters*, 7(5):745–749, 2009.
- [109] T.M. Monro, Y.D. West, D.W. Hewak, NGR Broderick, and D.J. Richardson. Chalcogenide holey fibres. *Electronics Letters*, 36(24):1998–2000, 2000.
- [110] J. Le Person, F. Smektala, T. Chartier, L. Brilland, T. Jouan, J. Troles, and D. Bosc. Light guidance in new chalcogenide holey fibres from GeGaSbS glass. *Materials research bulletin*, 41(7):1303–1309, 2006.
- [111] L. Brilland, F. Smektala, G. Renversez, T. Chartier, J. Troles, T. Nguyen, N. Traynor, and A. Monteville. Fabrication of complex structures of holey fibers in chalcogenide glass. *Optics Express*, 14(3):1280–1285, 2006.
- [112] J. Fatome, C. Fortier, T.N. Nguyen, T. Chartier, F. Smektala, K. Messaad, B. Kibler, S. Pitois, G. Gadret, C. Finot, et al. Linear and nonlinear characterizations of chalcogenide photonic crystal fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 27(11):1707–1715, 2009.
- [113] Frédéric Désévéday, Gilles Renversez, Laurent Brilland, Patrick Houizot, Johann Troles, Quentin Coulombier, Frédéric Smektala, Nicholas Traynor, and Jean-Luc Adam. Small-core chalcogenide microstructured fibers for the infrared. *Applied Optics*, 47(32):6014–6021, 2008.
- [114] T.N. Nguyen, T. Chartier, Q. Coulombier, P. Houizot, L. Brilland, F. Smektala, J. Troles, C. Fortier, J. Fatome, and M. Thual. Ultra highly nonlinear AsSe chalcogenide holey fiber for nonlinear applications. In *Optical Communication, 2009. ECOC '09. 35th European Conference on*, pages 1–2, sept. 2009.
- [115] J. Troles, Q. Coulombier, G. Canat, M. Duhant, W. Renard, P. Toupin, L. Calvez, G. Renversez, F. Smektala, and M. El Amraoui. Low loss microstructured chalcogenide fibers for large non linear effects at 1995 nm. *Optics Express*, 18(25):26647–26654, 2010.
- [116] E. C. Mägi, L. B. Fu, H. C. Nguyen, M. R. Lamont, D. I. Yeom, and B. J. Eggleton. Enhanced Kerr nonlinearity in sub-wavelength diameter As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> chalcogenide fiber tapers. *Optics Express*, 15(16):10324–10329, 2007.
- [117] D.I. Yeom, E.C. Mägi, M.R.E. Lamont, M.A.F. Roelens, L. Fu, and B.J. Eggleton. Low-threshold supercontinuum generation in highly nonlinear chalcogenide nanowires. *Optics Letters*, 33(7):660–662, 2008.
- [118] D.M. Nguyen, S.D. Le, K. Lengle, D. Mechin, M. Thual, T. Chartier, Q. Coulombier, J. Troles, and L. Bramerie. Demonstration of Nonlinear Effects in an Ultra-Highly Non-

- linear AsSe Suspended-Core Chalcogenide Fiber. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 22(24):1844–1846, 2010.
- [119] Q. Coulombier, L. Brilland, P. Houizot, T. Chartier, T.N. Nguyen, F. Smektala, G. Renversez, A. Monteville, D. Méchin, and T. Pain. Casting method for producing low-loss chalcogenide microstructured optical fibers. *Optics Express*, 18(9):9107–9112, 2010.
- [120] Q. Coulombier. *Fibres microstructurées en verres de chalcogénures pour la génération de supercontinuum et le transport de puissance dans les fenêtres atmosphériques 3-5 et 8-12  $\mu\text{m}$* . PhD thesis, Université Rennes 1, 2010.
- [121] D.M. Nguyen. *Investigations et caractérisations de fibres et guides optiques très fortement non-linéaires*. PhD thesis, Université de Rennes 1, 2011.
- [122] S. Blin, D.M. Nguyen, T.N. Nguyen, L. Provino, M. Thual, and T. Chartier. Simple modal analysis method for multi-mode fibers. In *Optical Communication, 2009. ECOC'09. 35th European Conference on*, pages 1–2. IEEE, 2009.
- [123] S. Blin, TN Nguyen, DM Nguyen, P. Rochard, L. Provino, A. Monteville, T. Robin, A. Muguier, B. Cadier, D. Pureur, et al. New methods for modal decomposition in multi-mode fibres. In *Proceedings of SPIE*, volume 7503, page 750346, 2009.
- [124] S. Blin, M. Thual, T.N. Nguyen, D.M. Nguyen, P. Rochard, T. Chartier, et al. Procédé et système d'observation de modes transverses d'un guide optique, 2009.
- [125] L. Fu, M. Rochette, V. Ta'eed, D. Moss, and B. Eggleton. Investigation of self-phase modulation based optical regeneration in single mode As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> chalcogenide glass fiber. *Optics Express*, 13(19):7637–7644, 2005.
- [126] MD Pelusi, VG Ta'Eed, MRE Lamont, S. Madden, D.Y. Choi, B. Luther-Davies, and BJ Eggleton. Ultra-High Nonlinear As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> Planar Waveguide for 160-Gb/s Optical Time-Division Demultiplexing by Four-Wave Mixing. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 19(19):1496–1498, 2007.
- [127] O.P. Kulkarni, C. Xia, Lee, et al. Third order cascaded Raman wavelength shifting in chalcogenide fibers and determination of Raman gain coefficient. *Optics Express*, 14(17):7924–7930, 2006.
- [128] C. Xiong, E. Magi, F. Luan, A. Tuniz, S. Dekker, JS Sanghera, LB Shaw, ID Aggarwal, and BJ Eggleton. Characterization of picosecond pulse nonlinear propagation in chalcogenide As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> fiber. *Applied Optics*, 48(29):5467–5474, 2009.
- [129] K.S. Abedin. Observation of strong stimulated Brillouin scattering in single-mode As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> chalcogenide fiber. *Optics Express*, 13(25):10266–10271, 2005.
- [130] PV Mamyshev. All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect. In *Optical Communication, 1998. 24th European Conference on*, volume 1, pages 475–476. IEEE, 1998.



- [131] V.G. Ta'Eed, L. Fu, M. Pelusi, M. Rochette, I.C. Littler, D.J. Moss, and B.J. Eggleton. Error free all optical wavelength conversion in highly nonlinear As-Se chalcogenide glass fiber. *Optics Express*, 14(22):10371–10376, 2006.
- [132] K. Uchiyama, T. Morioka, M. Saruwatari, M. Asobe, and T. Ohara. Error free all-optical demultiplexing using a chalcogenide glass fibre based nonlinear optical loop mirror. *Electronics Letters*, 32(17):1601–1602, 1996.
- [133] K.S. Abedin. Brillouin amplification and lasing in a single-mode As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> chalcogenide fiber. *Optics Letters*, 31:1615–1617, 2006.
- [134] PA Thielen, LB Shaw, PC Pureza, VQ Nguyen, JS Sanghera, and ID Aggarwal. Small-core As-Se fiber for Raman amplification. *Optics Letters*, 28(16):1406–1408, 2003.
- [135] M. Duhant, W. Renard, G. Canat, TN Nguyen, F. Smektala, J. Troles, Q. Coulombier, P. Toupin, L. Brilland, P. Bourdon, and G. Renversez. Fourth-order cascaded Raman shift in AsSe chalcogenide suspended-core fiber pumped at 2  $\mu\text{m}$ . *Optics Letters*, 36(15):2859–2861, 2011.
- [136] K.Y. Song, M.G. Herráez, L. Thévenaz, et al. Observation of pulse delaying and advancement in optical fibers using stimulated Brillouin scattering. *Optics Express*, 13(1):82–88, 2005.
- [137] J.H. Lee, T. Tanemura, K. Kikuchi, T. Nagashima, T. Hasegawa, S. Ohara, and N. Sugimoto. Experimental comparison of a Kerr nonlinearity figure of merit including the stimulated Brillouin scattering threshold for state-of-the-art nonlinear optical fibers. *Optics Letters*, 30(13):1698–1700, 2005.
- [138] C. Florea, M. Bashkansky, Z. Dutton, J. Sanghera, P. Pureza, and I. Aggarwal. Stimulated Brillouin scattering in single-mode As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> and As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> chalcogenide fibers. *Optics Express*, 14(25):12063–12070, 2006.
- [139] K.Y. Song, K.S. Abedin, K. Hotate, M. González Herráez, and L. Thévenaz. Highly efficient Brillouin slow and fast light using As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> chalcogenide fiber. *Optics Express*, 14(13):5860–5865, 2006.
- [140] R.W. Boyd. *Nonlinear optics*. Academic Press, 1992.
- [141] CV Raman. A new radiation. *Indian Journal of physics*, 2:387–398, 1928.
- [142] T. Kurashima, T. Horiguchi, and M. Tateda. Thermal effects of Brillouin gain spectra in single-mode fibers. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 2(10):718–720, 1990.
- [143] X. Bao, J. Dhliwayo, N. Heron, D.J. Webb, and D.A. Jackson. Experimental and theoretical studies on a distributed temperature sensor based on Brillouin scattering. *Journal of Lightwave Technology*, 13(7):1340–1348, 1995.
- [144] T. Horiguchi, T. Kurashima, and M. Tateda. Tensile strain dependence of Brillouin frequency shift in silica optical fibers. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 1(5):107–108, 1989.
- [145] S.F. Mafang. *Brillouin Echoes for Advanced Distributed Sensing in Optical Fibres*. PhD thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2011.

- [146] A. Kobaykov, M. Sauer, and D. Chowdhury. Stimulated Brillouin scattering in optical fibers. *Adv. Opt. Photon.*, 2(1):1–59, 2010.
- [147] A.L. Gaeta and R.W. Boyd. Stochastic dynamics of stimulated Brillouin scattering in an optical fiber. *Physical Review A*, 44(5):3205–3209, 1991.
- [148] P. Bayvel and P.M. Radmore. Solutions of the SBS equations in single mode optical fibres and implications for fibre transmission systems. *Electronics Letters*, 26(7):434–436, 1990.
- [149] V. I. Kovalev and R. G. Harrison. Threshold for stimulated Brillouin scattering in optical fiber. *Optics Express*, 15(26):17625–17630, 2007.
- [150] J.C. Beugnot, T. Sylvestre, D. Alasia, H. Maillotte, V. Laude, A. Monteville, L. Provino, N. Traynor, S.F. Mafang, and L. Thévenaz. Complete experimental characterization of stimulated Brillouin scattering in photonic crystal fiber. *Optics Express*, 15(23):15517–15522, 2007.
- [151] R.G. Smith. Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering. *Applied Optics*, 11(11):2489–2494, 1972.
- [152] John E. McElhenny, Radha K. Pattnaik, Jean Toulouse, Kunimasa Saitoh, and Masanori Koshiba. Unique characteristic features of stimulated Brillouin scattering in small-core photonic crystal fibers. *Journal of Optical Society of America B*, 25(4):582–593, 2008.
- [153] M.O. Van Deventer and A.J. Boot. Polarization properties of stimulated Brillouin scattering in single-mode fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 12(4):585–590, 1994.
- [154] D. Cotter. Stimulated Brillouin scattering in monomode optical fiber. *Journal of Optical Communications*, 4(1):10–19, 1983.
- [155] P. Dainese, P.S.J. Russell, N. Joly, JC Knight, GS Wiederhecker, HL Fragnito, V. Laude, and A. Khelif. Stimulated Brillouin scattering from multi-GHz-guided acoustic phonons in nanostructured photonic crystal fibres. *Nature Physics*, 2(6):388–392, 2006.
- [156] M. Nikles, L. Thevenaz, and P.A. Robert. Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 15(10):1842–1851, 1997.
- [157] R.W. Tkach, A.R. Chraplyvy, and R.M. Derosier. Spontaneous Brillouin scattering for single-mode optical-fibre characterisation. *Electronics Letters*, 22(19):1011–1013, 1986.
- [158] K. Ogusu, H. Li, and M. Kitao. Brillouin-gain coefficients of chalcogenide glasses. *Journal of Optical Society of America B*, 21(7):1302–1304, 2004.
- [159] C. Fortier, J. Fatome, S. Pitois, F. Smektala, G. Millot, J. Troles, F. Desevedavy, P. Houizot, L. Brilland, and N. Traynor. Experimental investigation of Brillouin and Raman scattering in a 2SG sulfide glass microstructured chalcogenide fiber. *Optics Express*, 16(13):9398–9404, 2008.
- [160] A. Yeniay, J.M. Delavaux, and J. Toulouse. Spontaneous and stimulated Brillouin scattering gain spectra in optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 20(8):1425, 2002.



- [161] L. Zhang, S-G. Li, Y-Y. Yao, B Fu, and M-Y. Zhang. Properties of high birefringence chalcogenide glass holey fibre for mid-infrared transparency. *Journal of Optics*, 12(3):035207, 2010.
- [162] J. Spring and B. Ward. Brillouin gain suppression in photonic crystal fibers with random acoustically microstructured cores. *Optics Letters*, 35(1):31–33, 2010.
- [163] A. Début. *Cohérence temporelle des lasers Brillouin à fibre optique*. PhD thesis, Université des Sciences et Technologie de Lille 1, 2000.
- [164] L. Stepien. *Diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques: bruit d'intensité du laser et brûlage de trou spectral dans le générateur et l'amplificateur*. PhD thesis, Université des Sciences et Technologie de Lille 1, 2002.
- [165] S. Randoux, V. Lecoecue, B. Ségard, and J. Zemmouri. Dynamical behavior of a Brillouin fiber ring laser emitting two Stokes components. *Physical Review A*, 52(3):2327–2334, 1995.
- [166] J. Geng and S. Jiang. Pump-to-Stokes transfer of relative intensity noise in Brillouin fiber ring lasers. In *Optical Fiber Communication and the National Fiber Optic Engineers Conference, 2007. OFC/NFOEC 2007. Conference on*, pages 1–3. IEEE, 2007.
- [167] E.D. Black. An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization. *American Journal of Physics*, 69:79, 2001.
- [168] S. Molin, G. Baili, M. Alouini, D. Dolfi, and J.P. Huignard. Experimental investigation of relative intensity noise in Brillouin fiber ring lasers for microwave photonics applications. *Optics Letters*, 33(15):1681–1683, 2008.
- [169] G.J. Cowle and D.Y. Stepanov. Hybrid Brillouin/erbium fiber laser. *Optics Letters*, 21(16):1250–1252, 1996.
- [170] J.C. Yong, L. Thévenaz, and B.Y. Kim. Brillouin fiber laser pumped by a DFB laser diode. *Journal of Lightwave Technology*, 21(2):546, 2003.
- [171] V. Lecoecue, P. Niay, M. Douay, P. Bernage, S. Randoux, and J. Zemmouri. Bragg grating based Brillouin fiber laser. *Optics Communications*, 177(1-6):303–306, 2000.
- [172] F. Mihélic. *Diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques*. PhD thesis, Université des Sciences et Technologie de Lille 1, 2008.
- [173] G.J. Cowle and D.Y. Stepanov. Multiple wavelength generation with Brillouin/erbium fiber lasers. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 8(11):1465–1467, 1996.
- [174] R. Stolen. Polarization effects in fiber Raman and Brillouin lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 15(10):1157–1160, 1979.
- [175] C. Zhu. Statistics of nonclassical lasers generated via pump-noise suppression. *Physical Review A*, 48(5):3930, 1993.
- [176] J. Bergou, L. Davidovich, M. Orszag, C. Benkert, M. Hillery, and M.O. Scully. Role of pumping statistics in maser and laser dynamics: Density-matrix approach. *Physical Review A*, 40(9):5073, 1989.

- [177] C. Benkert, M.O. Scully, J. Bergou, L. Davidovich, M. Hillery, and M. Orszag. Role of pumping statistics in laser dynamics: Quantum Langevin approach. *Physical Review A*, 41(5):2756, 1990.
- [178] Y. Yamamoto, S. Machida, and O. Nilsson. Amplitude squeezing in a pump-noise-suppressed laser oscillator. *Physical Review A*, 34(5):4025, 1986.
- [179] L. Stepien, S. Randoux, and J. Zemmouri. Intensity noise in Brillouin fiber ring lasers. *Journal of Optical Society of America B*, 19(5):1055–1066, 2002.
- [180] D.R. Ponikvar and S. Ezekiel. Stabilized single-frequency stimulated Brillouin fiber ring laser. *Optics Letters*, 6(8):398–400, 1981.
- [181] R.W. Boyd, K. Rzaewski, and P. Narum. Noise initiation of stimulated Brillouin scattering. *Physical Review A*, 42(9):5514, 1990.
- [182] S. Taccheo, P. Laporta, O. Svelto, and G. De Geronimo. Theoretical and experimental analysis of intensity noise in a codoped erbium–ytterbium glass laser. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 66(1):19–26, 1998.
- [183] Quoc-Thai Nguyen, Pascal Besnard, Laurent Bramerie, Olivier Vaudel, Gwenaëlle Girault, and Yohann Léguillon. Simple method to measure laser linewidth using intensity noise spectrum based on Rayleigh Backscattering effect. In *Lasers and Electro-Optics 2009 and the European Quantum Electronics Conference. CLEO Europe-EQEC 2009. European Conference on*, pages 1–1. IEEE, 2009.
- [184] F. Mihélic, D. Bacquet, J. Zemmouri, and P. Szriftgiser. Ultrahigh resolution spectral analysis based on a Brillouin fiber laser. *Optics Letters*, 35(3):432–434, 2010.
- [185] J. Tang, J. Sun, T. Chen, and Y. Zhou. A stable optical comb with double-Brillouin-frequency spacing assisted by multiple four-wave mixing processes. *Optical Fiber Technology*, 17:608–611, 2011.
- [186] P.J. Thomas, H.M. Van Driel, and G.I.A. Stegeman. Possibility of using an optical fiber Brillouin ring laser for inertial sensing. *Applied Optics*, 19:1906–1908, 1980.
- [187] RK Kadiwar and IP Giles. Optical fibre Brillouin ring laser gyroscope. *Electronics Letters*, 25(25):1729–1731, 1989.
- [188] F. Zarinetchi, S. P. Smith, and S. Ezekiel. Stimulated Brillouin fiber-optic laser gyroscope. *Optics Letters*, 16(4):229–231, 1991.
- [189] T. Schneider. Wavelength and line width measurement of optical sources with femtometre resolution. *Electronics Letters*, 41(22):1234–1235, 2005.
- [190] S. Preußler, A. Wiatrek, K. Jamshidi, and T. Schneider. Brillouin scattering gain bandwidth reduction down to 3.4 MHz. *Optics Express*, 19(9):8565–8570, 2011.
- [191] D. Hunger, T. Steinmetz, Y. Colombe, C. Deutsch, T.W. Hänsch, and J. Reichel. A fiber Fabry–Perot cavity with high finesse. *New Journal of Physics*, 12(6):065038, 2010.

- [192] LD Turner, KP Weber, CJ Hawthorn, and RE Scholten. Frequency noise characterisation of narrow linewidth diode lasers. *Optics communications*, 201(4-6):391–397, 2002.
- [193] J.P. Tournenc, P. Signoret, M. Myara, M. Bellon, J.P. Perez, J.M. Gosalbes, R. Alabedra, and B. Orsal. Low-frequency fm-noise-induced lineshape: a theoretical and experimental approach. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 41(4):549–553, 2005.
- [194] G. Di Domenico, S. Schilt, and P. Thomann. Simple approach to the relation between laser frequency noise and laser line shape. *Applied Optics*, 49(25):4801–4807, 2010.
- [195] J. Reid, DT Cassidy, and RT Menzies. Linewidth measurements of tunable diode lasers using heterodyne and etalon techniques. *Applied Optics*, 21(21):3961–3965, 1982.
- [196] L.B. Mercer.  $1/f$  frequency noise effects on self-heterodyne linewidth measurements. *Journal of Lightwave Technology*, 9(4):485–493, 1991.
- [197] S. Blin, C. Guignard, P. Besnard, R. Gabet, G.M. Stéphan, and M. Bondiou. Phase and spectral properties of optically injected semiconductor lasers. *Comptes Rendus Physique*, 4(6):687–699, 2003.
- [198] S. Blin, O. Vaudel, P. Besnard, T. Tam, S. La Rochelle, et al. Mesure de la largeur spectrale d’un laser cohérent par injection optique. *JNOG 2004-recueil des communications*, 2004.
- [199] P. Sevillano, J. Subías, C. Heras, J. Pelayo, and F. Villuendas. Brillouin induced self-heterodyne technique for narrow line width measurement. *Optics Express*, 18(14):15201–15206, 2010.
- [200] P. Gysel and R.K. Staubli. Statistical properties of rayleigh backscattering in single-mode fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 8(4):561–567, 1990.
- [201] A. Zakery and S.R. Elliott. Optical nonlinearities in chalcogenide glasses and their applications. 135, 2007.
- [202] J-F Cliche, B. Shillue, M. Tetu, and M. Poulin. A 100-GHz-tunable photonic millimeter wave synthesizer for the Atacama Large Millimeter Array radiotelescope. In *Microwave Symposium, 2007. IEEE/MTT-S International*, pages 349–352. IEEE, 2007.
- [203] LA Johansson and AJ Seeds. Generation and transmission of millimeter-wave data-modulated optical signals using an optical injection phase-lock loop. *Journal of Lightwave Technology*, 21(2):511–520, 2003.
- [204] N.J. Gomes, M. Morant, A. Alphones, B. Cabon, J.E. Mitchell, C. Lethien, M. Csörnyei, A. Stöhr, and S. Iezekiel. Radio-over-fiber transport for the support of wireless broadband services [invited]. *Journal of Optical Networking*, 8(2):156–178, 2009.
- [205] J.P. Stralka and W.G. Fedarko. Pulse doppler radar. 2008.
- [206] X.S. Yao and L. Maleki. High frequency optical subcarrier generator. *Electronics Letters*, 30(18):1525–1526, 1994.
- [207] G. Pillet, L. Morvan, M. Brunel, F. Bretenaker, D. Dolfi, M. Vallet, J.P. Huignard, and A. Le Floch. Dual-frequency laser at  $1.5 \mu\text{m}$  for optical distribution and generation of high-purity microwave signals. *Journal of Lightwave Technology*, 26(15):2764–2773, 2008.

- [208] D. Culverhouse, K. Kalli, and DA Jackson. Stimulated Brillouin scattering ring resonator laser for SBS gain studies and microwave generation. *Electronics Letters*, 27(22):2033–2035, 1991.
- [209] R. Paschotta, A. Schlatter, SC Zeller, HR Telle, and U. Keller. Optical phase noise and carrier-envelope offset noise of mode-locked lasers. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 82(2):265–273, 2006.
- [210] P. Callahan, M. Gross, and M. Dennis. Frequency-Independent Phase Noise in a Dual-Wavelength Brillouin Fiber Laser. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, (99):1–1, 2011.
- [211] T. Parker. Characteristics and sources of phase noise in stable oscillators. In *41st Annual Symposium on Frequency Control*. 1987, pages 99–110. IEEE, 1987.
- [212] A. Kobayakov, SA Darmanyany, and DQ Chowdhury. Exact analytical treatment of noise initiation of SBS in the presence of loss. *Optics Communications*, 260(1):46–49, 2006.
- [213] M. Abramowitz and I.A. Stegun. Handbook of mathematical functions: with formulas, graphs, and mathematical tables. *Dover publications*, 55, 1965.

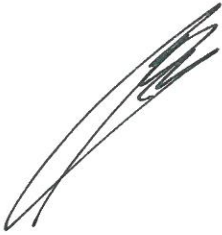


VU :

VU :

Le Directeur de thèse

Le Responsable de l'École Doctorale



**Pr. J.F. CARPENTIER**  
Directeur Ecole Doctorale SDLM

DR UR/2013/ENSSAT/2 n°11

VU pour autorisation de soutenance

Rennes, le 23 janvier 2013

Le Président de l'Université de Rennes 1



Guy Cathelineau

VU après soutenance pour autorisation de publication :

Le Président de Jury,





## Résumé

Souvent considéré néfaste dans le domaine des télécommunications car il limite la puissance d'un système de transmission optique, l'effet Brillouin peut être utilisé pour la réalisation de lasers. Un laser à fibre Brillouin peut potentiellement être très cohérent et très peu bruité ; ce qui incite son utilisation dans plusieurs domaines incluant la défense, la métrologie et les télécommunications.

L'objectif de cette thèse, qui s'inscrit dans le cadre du projet ATOS (Antenne acoustique en technologie Tout Optique pour la Surveillance), est d'obtenir un laser Brillouin à la fois compact et avec un seuil laser relativement bas. Pour respecter ces deux conditions, il est nécessaire de disposer d'une fibre avec un très fort coefficient de gain Brillouin  $g_B$  et ayant une très petite aire effective de manière à concentrer la puissance optique dans le cœur de la fibre. Nous avons ainsi choisi d'utiliser une fibre faite à partir de verres en chalcogénure, qui ont un  $g_B$  de deux ordres de grandeurs supérieures au  $g_B$  d'une fibre monomode silice classique avec une microstructure dans le cœur.

Ces travaux de recherche contribuent donc, d'une part, à démontrer qu'il est expérimentalement possible de réaliser des lasers Brillouin compacts, bas seuils et exhibant des caractéristiques remarquables en termes de bruit et de cohérence avec des fibres microstructurées en verre de chalcogénure et, d'autre part, à étudier la potentialité de ces cavités lasers dans le cadre du projet ATOS tout en proposant d'autres applications possibles pour la métrologie, l'instrumentation et les télécommunications.

Mots-clés : diffusion Brillouin ; laser Brillouin; bruit d'un laser; cohérence; verre de chalcogénure; fibre microstructurée



## **Abstract**

Although stimulated Brillouin scattering (SBS) in optical fiber is a penalizing nonlinear effect in optical communication systems, it is possible to make good use of SBS in other applications such as in optical amplification, optical sensing, slow light generation and Brillouin fiber lasers (BFLs). These lasers have been attracting a lot of interest lately due to their very narrow linewidth and very low relative intensity noise (RIN) and frequency noise, making them excellent coherent laser sources for applications in defense, metrology and telecommunication.

Our goal is to obtain a compact Brillouin fiber laser with a very low laser threshold. One approach to make low-power consuming and more compact devices based on SBS is to use a material with a high Brillouin gain coefficient. Another approach is to use fibers with large nonlinear efficiencies. Microstructured optical fibers (MOFs) offer the advantage of having reduced effective areas, thus ensuring a stronger light confinement of the electromagnetic field in the fiber core which reduces the Brillouin threshold of the fiber. For this project, we have combined both alternatives by using a microstructured fiber made of chalcogenide glass to make a BFL.

In this research work, we have shown that it is possible to make Brillouin fiber lasers using microstructured chalcogenide fibers. These lasers were compact, low power-consuming, coherent and had very low noise. We have also experimentally demonstrated that Brillouin fiber lasers can not only potentially be used for acoustic sensing but can have other applications as well such as in spectroscopy for narrow linewidth measurement or for microwave photonics.

**Key-words:** Brillouin scattering; Brillouin laser; Laser noise; coherency; chalcogenide glass; microstructured fiber