



École Doctorale
d'Informatique,
Télécommunications
et Électronique de Paris

Thèse

présentée pour obtenir le grade de docteur
de l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications
Spécialité : Communications électroniques

Vincent Lanticq

Mesure répartie de température et de
déformations par diffusion Brillouin :
de la fibre optique au capteur pour le
génie civil

Soutenue le xx xx xx devant le jury composé de

xx
Luc Thévenaz
Pierre Ferdinand
Govind P. Agrawal
Frédéric Taillade
Jean-Louis Auguste
Gautier Moreau
Yves Jaouën
Renaud Gabet

Président
Rapporteurs
Examineurs
Invité
Directeurs de thèse

« À mesure qu'un instrument est plus puissant il faut penser davantage pour en tirer quelque chose. Le microscope étourdit l'ignorant, il ne l'instruit point. »

Alain

« C'est un truisme profondément faux, répété par tous les livres classiques et par les élites lorsqu'elles prononcent des discours, que nous devons cultiver l'habitude de penser ce que nous faisons. La vérité est à l'opposé. La civilisation avance en augmentant le nombre d'opérations importantes que nous pouvons réaliser sans y penser. »

Alfred Whitehead

Table des matières

Introduction	8
I Présentation des capteurs pour le génie civil et intérêts des capteurs à fibre optique	13
I.A Les besoins du génie civil et ses capteurs classiques pour la surveillance des structures	13
I.A.1 Quelques définitions métrologiques nécessaires à l'étude des capteurs	15
I.A.2 Les capteurs de déformations et de température habituellement utilisés pour le contrôle des structures du génie civil	17
I.A.2.a Déformations élastiques et inélastiques: présentation des concepts	17
I.A.2.b Les jauges de déformations	19
I.A.2.c Les thermomètres	21
I.B Les capteurs à fibre optique: généralités	23
I.B.1 La fibre optique	23
I.B.2 Capteurs à fibre optique: présentation, propriétés et principaux avantages	30
I.C Capteurs à fibre optique "ponctuels", capteurs "longue-base"	32
I.C.1 Capteurs interférométriques	32
I.C.2 Capteur à réseau de Bragg	34
I.C.3 Sensibilité de ces capteurs à la température et à la déformation	35
I.D Multiplexage de capteurs "ponctuels" à réseau de Bragg	36
I.D.1 Multiplexage en longueur d'onde	36
I.D.2 Multiplexage temporel	37
I.E Multiplexage continu: Capteurs "continus" ou "répartis"	38
I.E.1 Principe de l'OTDR et définition des paramètres principaux propres à la mesure répartie	39
I.E.2 Capteurs utilisant la rétro-diffusion Rayleigh	40
I.E.2.a Principe de l'OFDR	40
I.E.2.b OFDR en tant qu'extensomètre: état de l'art	42
I.E.3 Capteurs utilisant la rétro-diffusion Raman	42
I.E.4 Capteurs utilisant la rétro-diffusion Brillouin	45
I.F Récapitulatif des performances des capteurs présentés dans ce chapitre	46
Bibliographie du chapitre I	51

II La diffusion Brillouin dans les fibres optiques	53
II.A Les différents régimes de diffusion Brillouin	53
II.A.1 La diffusion Brillouin spontanée	53
II.A.2 La diffusion Brillouin stimulée	55
II.A.3 Les équations de la diffusion Brillouin (cas général)	56
II.B Étude spectrale de la diffusion Brillouin	60
II.B.1 Modélisation des spectres de rétro-diffusion spontanée	60
II.B.1.a Détermination des paramètres opto-mécaniques des fibres	60
II.B.1.b Caractérisation des modes optiques guidés dans une fibre	
optique à symétrie de révolution	62
II.B.1.c Caractérisation des ondes mécaniques guidées dans le coeur	
d'une fibre à symétrie de révolution	65
II.B.1.d Reconstitution du spectre Brillouin	68
II.B.2 Expérience de spectroscopie Brillouin en régime continu	69
II.B.3 Étude de spectres de rétro-diffusion de quelques fibres utilisées dans	
les télécommunications	72
II.B.4 Étude de spectres de rétro-diffusion de fibres spéciales	74
II.B.5 Méthode pour limiter l'effet de la fibre amorce sur le spectre Brillouin	
mesuré	77
II.C Étude "quantitative" de la rétro-diffusion Brillouin générée par le "bruit"	79
II.C.1 Approximation de la pompe non-déplétée, amplification Stokes et	
déplétion anti-Stokes	79
II.C.1.a Premières observations	79
II.C.1.b Description "bulk" du phénomène	80
II.C.2 Mesure des coefficients d'efficacité Brillouin de quelques fibres op-	
tiques usuelles	81
II.C.2.a Principe de la méthode	81
II.C.2.b Comparaison de deux fibres télécom classiques	82
II.C.3 Prise en compte des effets de polarisation	84
II.C.3.a Description théorique du problème	84
II.C.3.b Étude d'une fibre à maintien de polarisation	85
II.C.3.c Retour sur les hypothèses initiales concernant l'efficacité	
de couplage	88
II.D Conclusion du chapitre II	91
Bibliographie du chapitre II	93
III Utilisation de la diffusion Brillouin pour la réalisation d'un système de	
mesure répartie de température et de déformations	95
III.A Les différents systèmes de mesure utilisant la diffusion Brillouin	95
III.A.1 Les systèmes de mesures continues à localisation dans le domaine	
temporel	95
III.A.1.a Le B-OTDR	96
III.A.1.b Le Brillouin Optical Time Domain Analyser (B-OTDA)	98
III.A.1.c Caractéristiques des systèmes d'interrogation dans le do-	
maine temporel.	99

III.A.2 Les systèmes d'interrogation à localisation dans le domaine fréquentiel: B-OFDA	101
III.A.3 Les systèmes d'interrogation à localisation dans le domaine de corrélation: B-OCDA	102
III.B Réalisation d'un B-OTDR	103
III.B.1 Schéma bloc et principe général retenu	103
III.B.2 Performances, limites de sensibilité de résolution	104
III.B.3 Améliorations réalisées, perspectives	106
III.C Sensibilité de la fréquence Brillouin vis à vis des conditions extérieures: étalonnage de plusieurs fréquences Brillouin d'une même fibre	109
III.C.1 Sensibilité de la fréquence Brillouin vis à vis de la température	110
III.C.2 Sensibilité de la fréquence Brillouin vis à vis des déformations	111
III.D Vers une mesure simultanée de température et de déformations	116
III.D.1 Incertitudes de la mesure simultanée	116
III.D.2 Possibilités de mesures avec plusieurs pics de la LEAF précédemment étalonnée	117
III.D.3 Possibilités <i>a priori</i> offertes par les études réalisées dans la littérature	118
III.D.4 Autre possibilité et perspectives	118
Bibliographie du chapitre III	121
IV Capteurs répartis à diffusion Brillouin noyés dans des structures	123
IV.A Détection de cavités souterraines: performances comparées d'un OFDR et d'un B-OTDR	123
IV.A.1 Contexte de l'étude	123
IV.A.2 Présentation de l'expérience réalisée au CER de Rouen	124
IV.A.3 Début de l'expérience et premiers résultats	127
IV.A.4 Petites déformations	129
IV.A.5 Grandes déformations	131
IV.A.6 Bilan de l'expérience	133
IV.B Mesure de température et de déformations à l'intérieur d'une poutre en béton	133
IV.B.1 Instrumentation de la poutre en béton armé	133
IV.B.2 Mesure de température durant la prise du béton	135
IV.B.2.a Étalonnage des CFO répartis	135
IV.B.2.b Simulation préalable de l'échauffement durant la prise du béton	136
IV.B.2.c Mesure de température	138
IV.B.3 Mesure de déformation lors d'une flexion 4 points	140
IV.C Quelques conclusions tirées des mesures de terrain effectuées lors des deux expériences	143
Bibliographie du chapitre IV	148
Conclusion	149
Annexes	151

A Complément d'étude sur la modélisation des modes acoustiques impliqués dans la diffusion Brillouin	151
Bibliographie de l'annexe A	159
Publications	161
Table des Abréviations	163
Nomenclature	163

Introduction

Contexte général

Les structures du génie civil, dont les dimensions sont de plus en plus importantes, nécessitent une surveillance étroite de la part de leurs exploitants. Celles-ci sont en effet soumises à de nombreux risques naturels (séismes, incendies, glissements de terrain) ou liés à l'activité humaine (accident industriel, terrorisme). Des mesures de température et de déformation sont donc régulièrement nécessaires, en de nombreuses zones, afin de contrôler la santé de ces structures. Le développement de systèmes électroniques, toujours plus perfectionnés, a permis de mettre au point des dispositifs de mesures fiables qui sont maintenant très éprouvés. Leur miniaturisation autorise aujourd'hui l'utilisation d'une grande quantité de capteurs, de moins en moins intrusifs, reposant sur des technologies variées (capteurs résistifs, à corde vibrante, etc.).

L'essor des nouvelles technologies de l'information et des communications (NTIC) à la fin du XX^{ème} siècle, et conséquemment celui de la fibre optique, a ouvert de nouvelles perspectives au domaine des capteurs. En effet, la fibre optique est intrinsèquement peu intrusive, insensible aux rayonnements électromagnétiques, et permet de faire transiter rapidement (à la vitesse de la lumière) une grande quantité d'information. Mais ses potentialités ne se réduisent pas au simple remplacement des câbles électriques par des liens optiques. De nouveaux capteurs dits capteurs à fibres optiques (CFO) utilisent, pour la mesure, la sensibilité de la fibre optique elle-même ou le plus souvent certains éléments insérés dans son cœur (réseaux de Bragg, cavités). Ce type de capteurs remplace avantageusement l'instrumentation traditionnelle dans des environnements particulièrement difficiles (nucléaires, humides, etc.). Cependant, pour la plupart des applications, ils n'offrent que des performances comparables (voire inférieures) à celles des capteurs électroniques qui ont l'avantage d'être éprouvés depuis plus longtemps par les utilisateurs du métier. Les CFO répartis amènent, pour leur part, une véritable rupture technologique dans le domaine des capteurs : une simple fibre optique constitue elle-même l'élément sensible du capteur, permettant de réaliser des mesures d'un bout à l'autre de celle-ci. En effet, les systèmes d'interrogation de ces capteurs localisent la mesure sur n'importe quelles zones de celle-ci : une seule fibre optique peut ainsi être utilisée comme une infinité de capteurs. Cette technologie permet donc un fort gain en terme de multiplexage pour les instrumentations très denses et apporte un avantage décisif lors de détections pour lesquelles l'utilisateur ne connaît pas à l'avance les zones critiques qu'il conviendrait d'instrumenter.

Contexte de la thèse

Cette thèse est le fruit de la collaboration de trois acteurs :

- Électricité De France (EDF), entreprise leader de la production d'énergie en Europe,
- Le Laboratoire Central des Ponts et Chaussées (LCPC), établissement public de recherche dans le domaine du génie civil,
- Télécom-Paristech, grande école d'ingénieur et laboratoire de recherche en télécommunications.

L'association de ces trois structures, habituellement tournées vers des applications très différentes, autour d'un projet commun, met bien en évidence la transversalité du travail effectué durant ces 3 ans. Au cœur de cette étude, les capteurs à fibre optique continus constituaient, au début de cette thèse, un nouveau domaine d'investigations pour le LCPC mais également pour Télécom-Paristech, dont les communications sont le corps de métier. EDF R&D avait, pour sa part, précédemment travaillé sur l'implantation de capteurs continus utilisant la diffusion Raman pour la détection de fuite dans les digues en terre. La possibilité d'utiliser des capteurs à diffusion Brillouin pour la surveillance des structures avait été envisagée pour la première fois en 2005, dans le cadre de cette même application, peu avant le début de cette thèse en 2006. Peu étudiés en France jusqu'à cette date si l'on se réfère aux publications et aux rapports de congrès nationaux, ces capteurs ont connu depuis un grand essor et commencent à être distribués dans le commerce sur notre territoire.

Objectifs du travail de thèse

S'agissant d'un nouveau domaine de recherche pour les trois partenaires, le premier objectif de la thèse était de réaliser un état de l'art précis des capteurs répartis, et de mettre en place des collaborations à long terme (Draka, Xlim) pour des études concernant la mesure répartie par diffusion Brillouin. De plus, nous tenions à nous munir d'outils expérimentaux simples pour la caractérisation de différents capteurs : mesure de spectre et de gain Brillouin ainsi qu'étalonnage en température et élongation. Notre troisième objectif consistait à découvrir un moyen efficace de mesurer simultanément ces deux paramètres, ou de pouvoir s'affranchir des effets thermiques dans les mesures de déformation. Enfin, notre volonté était de porter cette technologie sur le terrain, afin de se confronter à des cahiers des charges quasi-industriels et d'identifier les grandes problématiques liées à la mise en place de ces capteurs, pour une utilisation régulière par leur utilisateur final.

Organisation générale du manuscrit

Ce mémoire est organisé autour de quatre grands chapitres :

1. Dans une première partie, nous présenterons en détail les méthodes de mesures traditionnellement utilisées dans le génie civil. Nous essaierons de montrer comment les capteurs à fibre optique, et plus particulièrement les capteurs répartis, ont permis de répondre à certains besoins des utilisateurs. Nous dresserons également, en fin de chapitre, un bilan comparatif des performances de ces différents capteurs :
-

capteurs électroniques traditionnels, CFO ponctuels (à réseaux de Bragg ou interférométriques) et capteurs répartis.

2. Dans le deuxième chapitre, nous évoquerons le phénomène physique de diffusion Brillouin dans les fibres optiques, d'un point de vue théorique, puis expérimental. Des simulations numériques des spectres de diffusion Brillouin y seront confirmées par des mesures réalisées au laboratoire. Une mesure originale d'efficacité Brillouin sera également proposée.
 3. Le chapitre III montrera comment il est possible d'utiliser la diffusion Brillouin pour réaliser des systèmes de mesure de température et de déformation. Un état de l'art des différentes familles d'interrogeurs sera présenté, avant d'introduire notre propre système. Enfin nous présenterons les possibilités de mesures simultanées de température et élongation, en soulignant les incertitudes de mesures induites par ces méthodes.
 4. Le dernier chapitre présentera, grâce à deux expériences de grande échelle, quelques difficultés de mise en oeuvre des capteurs répartis à diffusion Brillouin, et introduira, en guise de conclusion, ce qui pourrait constituer à ce jour une configuration réaliste d'instrumentation de structure.
-

Chapitre I

Présentation des capteurs pour le génie civil et intérêts des capteurs à fibre optique

I.A Les besoins du génie civil et ses capteurs classiques pour la surveillance des structures

Les nouvelles structures du génie civil sont aujourd'hui capables de perdurer de plus en plus longtemps. En effet, notamment grâce à des nouveaux matériaux et aux techniques de construction toujours plus performantes, celles-ci peuvent espérer traverser les décennies. Malheureusement les risques d'accidents subsistent, et certains événements peuvent écourter la durée de vie des structures. Afin de tirer parti au maximum des avancées dans le domaine de la construction, le contrôle de la santé des structures (SHM pour Structural Health Monitoring en anglais), également utilisé dans d'autres domaines comme l'aéronautique ou le génie mécanique, est un sujet de recherche de plus en plus intense pour le génie civil. Les menaces qui planent sur ces structures sont, entre autres :

- les dangers naturels (glissements de terrain, tremblements de terre, risques météorologiques...),
- les dangers humains (accidents industriels, terrorisme...),
- le vieillissement.

Afin de constater les éventuelles anomalies qui en résultent, de plus en plus de mesures doivent être effectuées en différentes zones stratégiques de la structure. Des paramètres mécaniques (déplacements, déformations, accélération) mais également thermiques ou hygrométriques, sont étroitement surveillés. Le viaduc de Millau (figure I.1), fleuron du génie civil sur le territoire français, a d'ailleurs été largement instrumenté par tout type de capteurs, comme le présente Philippe Donnaes dans [1], dont certains utilisent des fibres optiques.

Le contrôle "statique" des structures, c'est-à-dire des modifications à long terme des paramètres (causées par le vieillissement par exemple), constitue le cadre de notre étude ; on s'intéresse notamment aux déformations provenant du fluage des matériaux.



FIGURE I.1: Le viaduc de Millau.

Le **fluage** est le phénomène physique qui provoque la déformation irréversible d'un matériau soumis à une contrainte constante pendant une durée suffisante. Il affecte notamment les éléments en **béton précontraint**, très utilisés dans le bâtiment. La précontrainte consiste à tendre les aciers constituant les armatures du béton lors de sa mise en place, et donc à le comprimer, au repos après séchage. Ainsi, lorsque la structure est sollicitée, ces armatures s'allongent et le béton a tendance à se décompresser, sans toutefois se mettre en traction (figure I.2), puisqu'il est déjà en partie comprimé. Ceci offre au matériau une plus grande résistance puisque, de par ses propriétés, la résistance en traction du béton est limitée et provoque rapidement sa fissuration et sa rupture.

Lors de la mise en place séquentielle des structures en béton précontraint, les caractéristiques du béton, les conditions d'exposition et l'historique des étapes de construction influencent le comportement du retrait et du fluage du béton. A leur tour, ces effets de

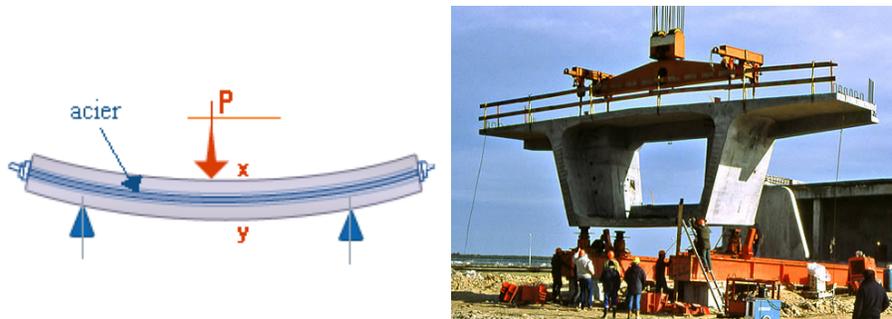


FIGURE I.2: Gauche : flexion d'une poutre en béton précontraint ; la partie inférieure initialement comprimée se relâche et ne rompt pas. Droite : Un voussoir en béton précontraint du pont de l'île de Ré.

retrait et de fluage créent des efforts internes et des déformées additionnelles dans la structure. Il est donc nécessaire de mesurer régulièrement le fluage au sein de ces éléments grâce à un réseau dense de capteurs de déformations (capteurs extensométriques) pendant toute la durée de vie de la structure.

La mesure de la température est elle aussi décisive pour la détection d'événements pouvant altérer le système, comme les incendies ou les fuites (dans le cas d'un barrage par exemple). De plus, lors de mesures extensométriques, une mesure conjointe de température est souvent nécessaire, afin de distinguer les déformations qui proviennent des variations de température, de celles provenant effectivement de phénomènes mécaniques. A titre d'exemple, un pilier de pont partiellement immergé peut, un jour d'été ensoleillé, être sujet à des gradients de température de plus de 20 °C, créant des contraintes entraînant des déformations grandes devant des déformations d'origines mécaniques, qui peuvent alors être indétectables par un seul capteur extensométrique.

Dans la suite, après avoir défini les termes métrologiques nécessaires, nous présenterons les capteurs habituellement utilisés pour la mesure des deux grandeurs décisives : les déformations et la température. Ensuite nous exposerons les avantages apportés par la fibre optique dans le domaine, puis nous donnerons des exemples de capteurs à fibre optique utilisés assez couramment.

I.A.1 Quelques définitions métrologiques nécessaires à l'étude des capteurs

Le capteur

Il s'agit un dispositif transformant l'état d'une grandeur physique observée dans une certaine zone, en une grandeur manipulable par un utilisateur : une tension électrique, une hauteur de mercure, une intensité, la déviation d'une aiguille, etc.. Il est au minimum composé d'un **transducteur** dont le rôle est de transformer la grandeur à mesurer en information interprétable. Il peut en plus être constitué d'un **système de transport de l'information** : fil électrique ou fibre optique. Il convient en général de distinguer le capteur de l'instrument de mesure, qui comporte en plus un affichage et un traitement informatique des données. En effet, le capteur n'est que l'interface entre un phénomène physique et une grandeur qui pourra être manipulée et traitée par la suite.

La métrologie

Quelques notions de **métrologie** (science de la mesure) sont bien entendu nécessaires pour comprendre les enjeux concernant les capteurs et la qualité du **mesurage** d'une grandeur (ensemble d'opérations visant à déterminer sa valeur). La grandeur à mesurer est parfois qualifiée de **mesurande**. Ainsi on distinguera bien la répétabilité de la reproductibilité. La **répétabilité** qualifie l'étroitesse de l'accord entre les résultats de mesurages successifs du même mesurande, effectués exactement dans les mêmes conditions de mesure. La **reproductibilité** décrit l'étroitesse de l'accord des mesurages, en faisant varier les conditions de mesure. L'**incertitude**, quant à elle, caractérise la dispersion des valeurs qui pourraient raisonnablement être attribuées au mesurande, alors que l'**exactitude** caractérise l'étroitesse de l'accord entre le résultat d'un mesurage et une valeur vraie du mesurande. Enfin, l'**erreur** de mesure est égale à la valeur de mesure de la grandeur

moins sa valeur vraie. Cette dernière n'est jamais connue, mais elle est peut être estimée par un système de mesure dont l'erreur est connue et beaucoup plus faible que celle du système à caractériser.

Les principales caractéristiques d'un système de mesure sont :

- son (ou ses) mesurande(s),
- sa sensibilité, *i.e.* la variation du signal de sortie d'un appareil de mesure en fonction de la variation du signal d'entrée,
- son étendue de mesure,
- son seuil de discrimination, *i.e.* plus petite variation de mesure qu'il peut déceler, ou encore la plus grande variation du mesurande n'entraînant pas de changement dans la réponse du capteur (souvent appelé résolution du capteur par abus),
- sa linéarité, *i.e.* réponse linéaire à une variation linéaire du signal d'entrée (on donne en général un domaine de linéarité et un écart par rapport à la linéarité sur ce domaine : voir figure I.3),
- sa précision (ou exactitude), qualifiée par la justesse *i.e.* l'écart entre le résultat moyen et la valeur vraie, et la fidélité *i.e.* l'aptitude à donner des mesures exemptes d'erreurs accidentelles (voir figure I.4),
- son hystérésis, *i.e.* l'écart entre la variation du signal de sortie entraînée par l'augmentation du signal d'entrée d'une part, et sa diminution d'autre part,
- son temps de réponse,
- sa bande passante.

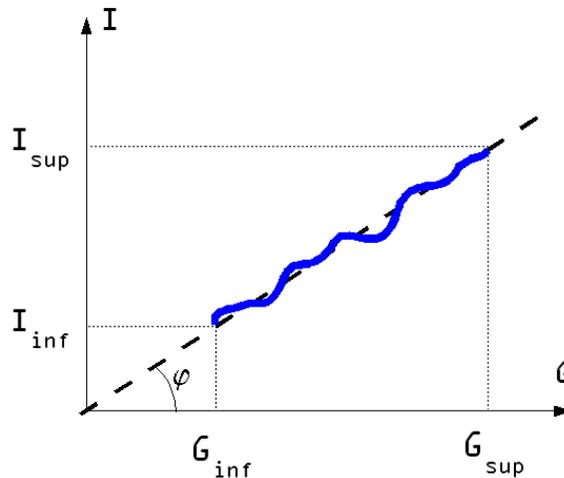


FIGURE I.3: Courbe de sensibilité d'un dispositif de mesure. ϕ est le coefficient de sensibilité, $G_{sup} - G_{inf}$ constitue l'étendue de mesure. La linéarité peut être qualifiée en mesurant l'écart entre la courbe de mesure et la droite au sens des moindres carrés. La détermination de la courbe de sensibilité est souvent appelée **étalonnage**.

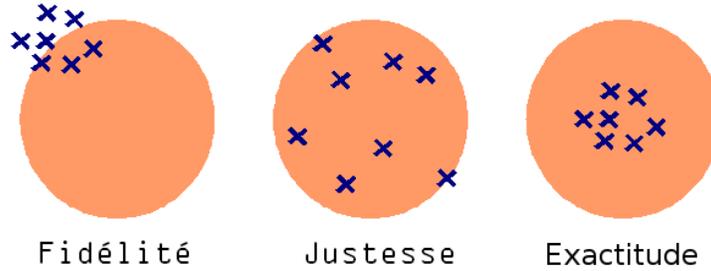


FIGURE I.4: Illustration de la fidélité, la justesse, et l'exactitude. Le résultat de gauche est fidèle mais peu juste, le résultat au centre est juste mais peu fidèle, le résultat de droite est à la fois fidèle et juste : son écart d'exactitude est plus faible.

I.A.2 Les capteurs de déformations et de température habituellement utilisés pour le contrôle des structures du génie civil

I.A.2.a Déformations élastiques et inélastiques : présentation des concepts

La **déformation** ou allongement relatif ϵ , d'un élément unidimensionnel dont la longueur l_0 , est défini comme :

$$\epsilon = \frac{\Delta l}{l_0} \quad (\text{I.1})$$

La déformation est donc une grandeur sans dimension mais on l'exprime souvent en % ou en $[\mu\epsilon]$ qui est équivalent à $[\mu\text{m.m}^{-1}]$.

La **déformation élastique** est une déformation réversible : le milieu retourne à son état initial lorsque l'on supprime les sollicitations. Pour des petites amplitudes, les déformations sont proportionnelles aux contraintes σ , définies à partir de la force F et la surface S comme :

$$\sigma = \frac{F}{S} \quad (\text{I.2})$$

par la **loi de Hooke** :

$$\sigma = E\epsilon \quad (\text{I.3})$$

E est le module d'élasticité, appelé aussi **module d'Young**. Un effort appliqué sur un solide entraîne, en plus de cet allongement parallèle $\epsilon_{//}$, une contraction transverse ϵ_{\perp} , caractérisée par le **coefficient de Poisson** κ :

$$\epsilon_{\perp} = \kappa\epsilon_{//} \quad (\text{I.4})$$

Tenseur des contraintes, tenseur des déformations

Le tenseur des contraintes est un tenseur d'ordre 2 des σ_{ij} ou x_i désigne la direction du vecteur de force, et x_j la direction du vecteur normal à la surface considérée (figure I.5). Ce tenseur est toujours symétrique.

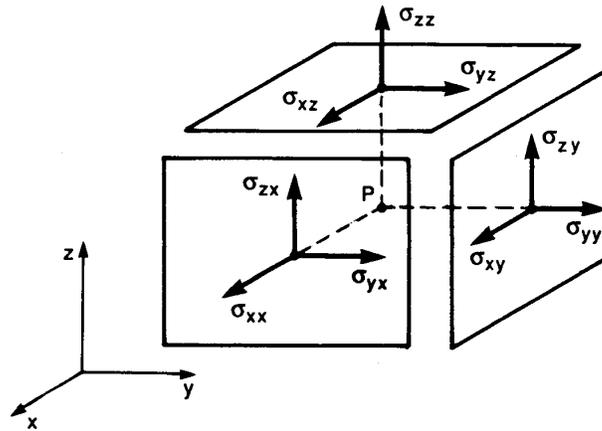


FIGURE I.5: Définition du tenseur des contraintes.

Le tenseur des déformations est défini à partir des déplacements \vec{u} de la façon suivante :

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (I.5)$$

Celui-ci est également symétrique par définition. Les ϵ_{ii} sont les déformations provenant de la dilatation et de la compression, alors que les ϵ_{ij} ($i \neq j$) sont créées par un cisaillement : il s'agit alors du demi écart à l'angle droit du parallélépipède unité déformé (figure I.6).

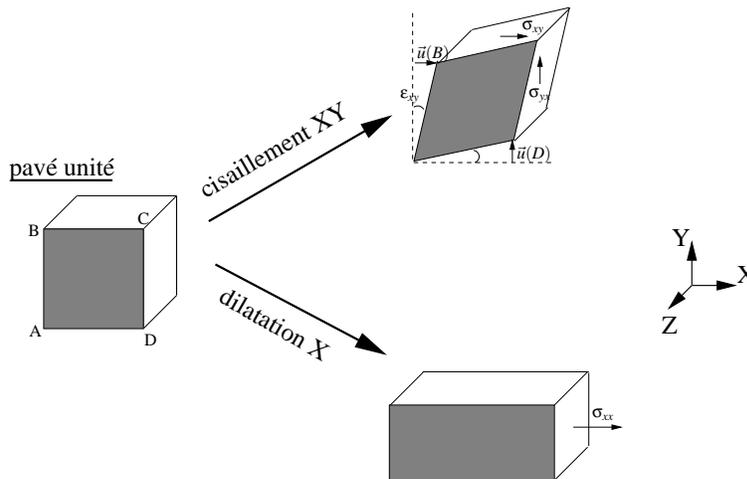


FIGURE I.6: Effet d'une compression et d'un cisaillement sur le cube unité.

Pour des petites amplitudes, ces deux tenseurs sont liés par la relation linéaire :

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \epsilon_{kl} \quad (I.6)$$

où les C_{ijkl} sont les coefficient d'un tenseur d'ordre 4.

Dans les matériaux isotropes, cela permet de généraliser la loi de Hooke dans l'espace :

$$\sigma_{ij} = \frac{E}{1 + \kappa} \left[\epsilon_{ij} + \frac{\kappa}{1 - 2\kappa} \epsilon_{kk} \delta_{ij} \right] \quad (\text{I.7})$$

où ϵ_{kk} est la trace du tenseur des déformations. On peut également définir, à partir de cette loi, les **coefficients de Lamé** :

$$\lambda = \frac{E\kappa}{(1 + \kappa)(1 - 2\kappa)} \quad (\text{I.8})$$

$$\mu = \frac{E}{2(1 + \kappa)} \quad (\text{I.9})$$

I.A.2.b Les jauges de déformations

Les capteurs à corde vibrante

Un capteur à corde vibrante (CCV) mesure la variation de distance entre deux points. En effet, la fréquence fondamentale d'une corde augmente lorsqu'on tend celle-ci, *a contrario* la variation de fréquence d'une corde détermine la variation de sa longueur. Selon l'équation des cordes :

$$f = \frac{1}{2l} \sqrt{\frac{E\epsilon}{\rho}} \quad (\text{I.10})$$

où f est la fréquence, l la longueur de la corde, E le module d'Young du matériau constituant la corde, ϵ la déformation et ρ la masse volumique.

Les CCV sont composés de trois parties : une corde vibrante, une mécanique pour transmettre la force exercée au capteur sur la corde et une partie électronique capable d'exciter la corde et déterminer la fréquence du mode fondamental de vibration.



FIGURE I.7: Capteur extensométrique à corde vibrante destiné à être placé à l'intérieur du béton.

La résolution standard de ce type de capteur est 0.1 Hz sur la mesure de fréquence, mais peut atteindre 0.01Hz grâce à d'innovants conditionnements et traitements de signaux [2]. La précision est en général garantie à moins de 0.5 % de l'étendue de mesure. Un des principaux désavantages de ce type de capteur est que sa sensibilité dépend intrinsèquement de la température. En effet, dans l'équation (I.10), les paramètres de longueur l , de module d'Young E et de densité volumique ρ , sont thermiquement variables. Il convient donc d'insérer une thermistance à proximité de la corde afin d'opérer une compensation

numérique des effets thermiques. Ceci explique la complexité du câblage visible sur la figure I.7. Un autre désavantage de ce capteur, que l'on peut également remarquer sur cette figure, est qu'il est assez fortement intrusif (plusieurs centimètres de large), ce qui peut être gênant dans le cas de structures de faibles dimensions.

Ce type de capteurs est réputé très fiable par l'industrie du génie civil. Les CCV sont par exemple utilisés dans [3] pour la surveillance d'une excavation, durant la construction d'une station de train en sous-sol, à Singapour. Leurs mesures y sont utilisées pour la pérennité de la construction et la sécurité de personnes, ce qui prouve la confiance que leur accordent leurs utilisateurs.

Les LVDT

Le principe des jauges extensométriques de type LVDT (Linear Variable Differential Transformer) est simple : elles sont composées d'un transformateur (lui-même composé de trois bobines) et d'un noyau. Le transfert du courant entre la bobine primaire *A* et les bobines secondaires *B* est contrôlé par la position d'un noyau magnétique, appelé aussi armature, comme on peut le voir sur la figure I.8. En position centrale de la course de l'armature, les tensions des deux bobines secondaires du capteur de déplacement sont égales. Lors d'un déplacement du noyau, la différence de ces deux tensions est proportionnelle au déplacement.

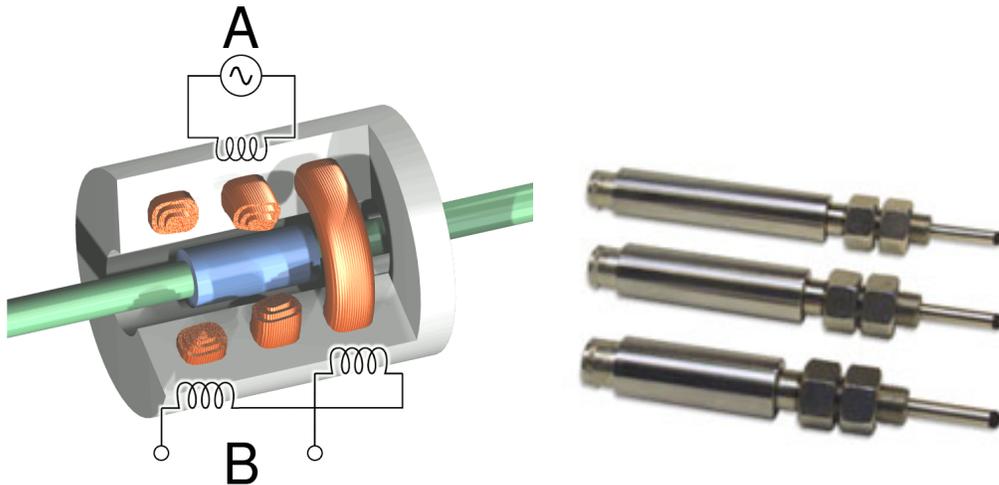


FIGURE I.8: Principe de fonctionnement d'une LVDT (gauche). *A* est le transformateur primaire, *B* est le transformateur secondaire. L'élément cylindrique central est le noyau. Un capteur commercial (droite).

La supériorité du principe du LVDT est qu'il n'y a pas de contact électrique avec l'élément sensible (le noyau), ce confère à cette technologie une répétabilité très grande (de l'ordre de $0.5 \mu\text{m}$) et une longue durée de vie. La capacité discrimination de ces capteurs est intrinsèquement infinie puisqu'un déplacement infinitésimal du noyau entraîne une variation de courant dans *B*. Le seuil de discrimination est donc fixée par l'électronique de conditionnement en fonction de l'étendue de mesure (8 bits, 16 bits...), qui est typiquement de quelques millimètres à quelques centimètres. L'incertitude de mesure est liée à la

linéarité du dispositif et à la qualité du conditionnement. Elle peut atteindre des valeurs submicroniques.

On peut noter que le design de ce type de capteur peut varier d'un cas à l'autre afin de tirer parti, au mieux, des possibilités offertes par leur principe. Kano *et al.* dans [4] présentent, par exemple, une conception permettant de mesurer simultanément les déformations suivant deux dimensions.

Le plus souvent, pour les applications qui nécessitent une sécurité maximale, on multiplie le nombre de capteurs de déplacements (ou d'élongation) de toutes natures. Par exemple dans [5], pour surveiller les déplacements et les contraintes au niveau d'une route près d'une mine en construction, on utilise à la fois des CCV et des LVDT.

I.A.2.c Les thermomètres

Les Thermocouples

Dans un circuit fermé constitué de deux conducteurs de nature différente, il circule un courant électrique lorsqu'on maintient une différence de température entre les deux jonctions. Il s'agit de l'effet Seebeck. C'est sur ce phénomène que repose le fonctionnement des thermocouples. Ils sont donc composés de deux fils faits de métaux ou alliages (Platine et Rhodium par exemple) de compositions différentes, joints à leurs deux extrémités. L'une des jonctions est placée dans un milieu contrôlé à une température connue : il s'agit de la jonction de référence. L'autre est placée dans la zone où l'on souhaite mesurer la température : il s'agit de la jonction capteur.

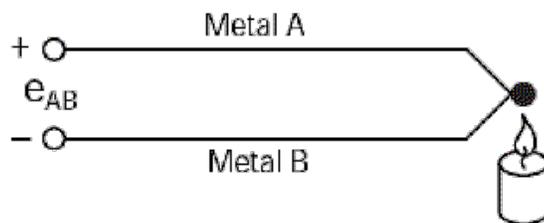


FIGURE I.9: Principe de fonctionnement d'un thermocouple.

En pratique, dans les capteurs à thermocouple modernes, on mesure la tension qui apparaît entre les extrémités des deux métaux différents, lorsque la température varie au niveau de la jonction capteur, comme sur la figure I.9. A titre d'exemple, les thermocouples de types R (selon la norme internationale CEI 584-3) ont une sensibilité (ou coefficient de Seebeck) de $\alpha = 11.36 \mu V \cdot ^\circ C$ sur une étendue de mesure de -50 à 1800 $^\circ C$, avec une tolérance de 1.5 % par rapport à la linéarité.

Les principaux avantages de ce type de capteur sont :

- sa simplicité (capteur passif),
- sa compacité : limitée quasiment par la seule taille des fils,
- sa sensibilité, car l'élément résistif (jonction capteur) est petit,
- son temps de réponse, suffisant pour la plupart des applications,
- son étendue de mesure qui peut aller de températures proches du zéro absolu à des températures de plus de 1500 $^\circ C$
- son faible coût.

Leur principal inconvénient est leur précision, qui est beaucoup moins bonne que celle des sondes résistives (de type PT100 par exemple). On peut également y rajouter la durée de vie. Ce dernier point peut être discuté car ces capteurs sont souvent utilisés dans des conditions difficiles. La résolution affichée par les capteurs commerciaux est aujourd'hui d'environ 0.1 °C, et la précision absolue est de 0.1 % de l'étendue de mesure (typiquement 500°C) [6].

Les sondes résistives (en particulier PT100)

Ces capteurs sont également appelés RTD (de l'anglais Résistive Temperature Detector). Ils utilisent le fait (découvert par Humphrey Davy au début du XIX^{ème} siècle) que la résistivité d'un matériau dépend sensiblement de la température. Parmi ces capteurs, de nos jours, les plus utilisés sont constitués de Platine, car il s'agit d'un matériau qui permet de couvrir une grande étendue de mesure (de -260 à 950 °C) et qui présente une bonne résistance à l'altération ainsi qu'une grande stabilité. Le principe de fabrication d'un tel capteur est très simple : il s'agit de présenter, sur le lieu de la mesure, un fil de platine dont on va mesurer la résistivité. Un des enjeux de cette fabrication est de minimiser les contacts entre le fil et la structure de protection – qui auraient un effet sur sa résistance thermique – tout en gardant un contact thermique maximal avec le milieu d'emploi. Selon l'application et les propriétés à privilégier, il existe de nombreux modèles. Pour un environnement de laboratoire, on privilégie la précision et l'on évite tout contact (surtout pour des hautes températures), alors que pour un environnement industriel difficile, on peut par exemple s'orienter vers des structures enroulées voire flexibles (figure I.10).

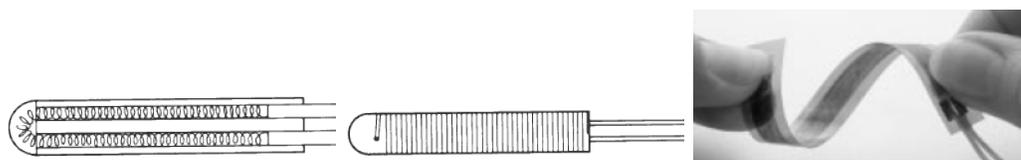


FIGURE I.10: Différents modèles de RTD, adaptées à des conditions de hautes températures (gauche), à un environnement industriel (centre), et flexibles (droite).

Afin d'obtenir une précision maximale de la mesure de la résistance de la sonde et seulement celle de la sonde, il est nécessaire de s'affranchir de celle des fils électriques qui relie le composant à l'Ohmmètre. En effet, leur résistance s'ajoute à celle de la sonde et crée une erreur de justesse sur la mesure, d'autant plus que celle-ci peut également varier avec la température de l'environnement, et entacher d'autant la fidélité. Pour se faire, comme le montre la figure I.11 on préfère une mesure à quatre fils introduisant la source de courant sur deux fils différents afin que les courants soient nuls dans les fils du voltmètre. On mesure alors effectivement la tension et donc la résistance, aux bornes de la partie sensible seulement.

La sonde PT100, comme son nom le laisse entrevoir, est composée d'un fil sensible en platine ayant une résistance de $R_0 = 100 \Omega$ à 0 °C. On relie la température effective R_t de la sonde à la température T grâce au coefficient de linéarité α par :

$$R_t = R_0(1 + \alpha T) \tag{I.11}$$

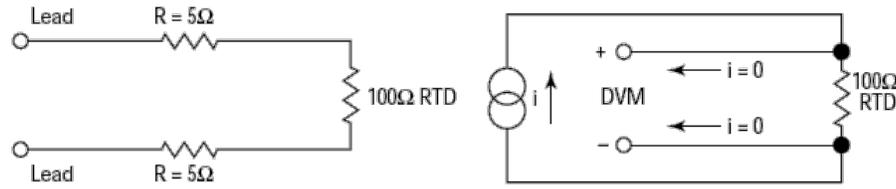


FIGURE I.11: Montage à 2 et 4 fils pour l'interrogation d'une sonde de température PT100.

En réalité ce type de système est tellement stable que l'on utilise une loi de dépendance plus précise, dite de Callendar-Van Dusen, qui peut s'exprimer à partir de trois coefficients d'étalonnage A , B et C comme :

$$R_t = R_0 [1 + AT + BT^2 - C(T - 100)T^3] \quad (\text{I.12})$$

L'écart entre cette loi théorique et le comportement réel de la sonde est alors de moins de 0.01% sur toute la gamme d'utilisation.

L'avantage principal de ce capteur sur les thermocouples est donc la reproductibilité qui lui est conférée par le platine. Par contre, au niveau de la compacité, la robustesse et surtout le temps de réponse (la longueur du matériau résistif est ici très grande, et donc d'une inertie bien supérieure), le thermocouple est plus performant.

En conclusion, ces deux types de capteurs sont très complémentaires. Pour des applications nécessitant une précision très grande et pour des températures variant très lentement, les RTD sont mieux adaptées. Par contre, les thermocouples sont préconisés dans les applications qui imposent une grande robustesse du capteur (bâtiments nucléaires), ou une faible intrusivité. Des solutions technologiques (comme sur la figure I.10 à droite) permettent néanmoins aux RTD, au prix d'une perte de précision, de présenter des caractéristiques qui les rapprochent des Thermocouples, et d'offrir ainsi un bon compromis entre la précision et facilité d'utilisation.

I.B Les capteurs à fibre optique : généralités

I.B.1 La fibre optique

Une fibre optique est un fil en verre très fin (de diamètre $250 \mu\text{m}$ avec son revêtement primaire) qui a la propriété de conduire la lumière. Elle utilise la faible atténuation de la silice à certaines longueurs d'onde, ainsi que le procédé de guidage des ondes électromagnétiques.

On peut résumer la constitution d'une fibre standard, comme sur la figure I.12 à trois composants : un cœur optique de diamètre $10 \mu\text{m}$, une gaine optique de diamètre $125 \mu\text{m}$ et une gaine protectrice en matière plastique. Le guidage de la lumière a lieu entre le cœur et la gaine optique, la majorité de l'intensité se propageant dans le cœur. Ceci est rendu possible par une différence d'indice optique introduite entre le cœur et la gaine (l'indice optique décrit la vitesse de la lumière dans un matériau ramenée à celle dans le vide par la relation $n = c/V_{mat}$). L'indice du cœur est, à quelques exceptions près, supérieur à celui de la gaine. L'augmentation ou la diminution de l'indice est généralement créée par l'introduction de "dopants" dans la silice lors de la fabrication des fibres (GeO_2 en général)

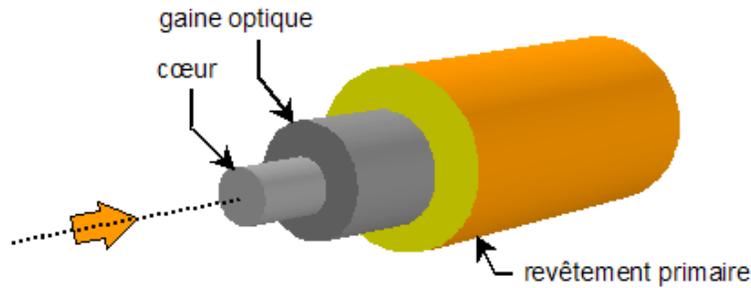


FIGURE I.12: Principaux éléments d'une fibre à saut d'indice

qui modifient les propriétés du matériau. La fabrication des fibres optiques se déroule en deux étapes :

1. La fabrication d'une **préforme** qui est un barreau cylindrique d'un diamètre de quelques centimètres ayant le même profil de matériaux que la fibre finale, à une échelle près.
2. Le fibrage (ou tirage de la fibre), qui consiste en la réduction de l'échelle de cette préforme pour obtenir la fibre.

Il existe plusieurs façon de réaliser des préformes, mais toutes utilisent la CVD (Chemical Vapor Deposition). Comme illustré par la figure I.13, lors de la CVD, un tube en silice est mis en rotation au dessus d'un brûleur, on injecte alors des gaz : chlorure de silicium et chlorure de germanium dont on contrôle les concentrations relatives. Une nouvelle couche, composée d'oxydes (de silicium et/ou de germanium par exemple), se forme alors à l'intérieur du tube initial. Le brûleur assure sa pureté en prolongeant la fusion du dépôt lors de la rotation du tube. On commence par réaliser la gaine (silice pure par exemple), puis couche par couche, on réalise le cœur en modifiant les concentrations des gaz que l'on fait circuler dans le tube (on ajoute du dioxyde de germanium par exemple). Lorsque toutes les couches ont été réalisées, une nouvelle opération de fusion est nécessaire afin de combler le trou au centre du cylindre (trou de rétreint). On obtient, à ce stade, un barreau similaire à la fibre finale, à un facteur d'échelle près. Parmi les différentes méthodes de CVD, on

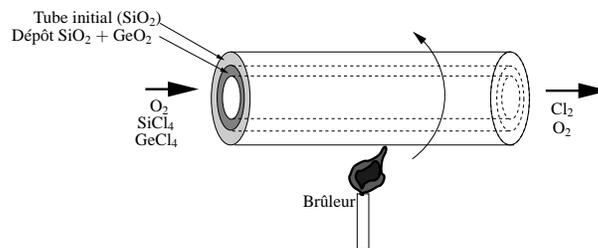


FIGURE I.13: Fabrication d'une préforme par CVD.

peut citer la MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition), la PCVD (Plasma Chemical Vapor Deposition), qui dérivent directement de la méthode exposée ici, ainsi que l'OVD (Outside Vapor Deposition), qui consiste à réaliser les couches sur une âme centrale, de l'intérieur vers l'extérieur, contrairement aux deux autres méthodes. La PCVD est aujourd'hui la méthode la plus utilisée aux États-Unis et en Europe, alors que l'OVD est

préférée dans les pays d'Asie. La dernière opération (le fibrage) est opérée dans une tour, représentée sur la figure I.14. L'échelle de la préforme est réduite par fusion progressive

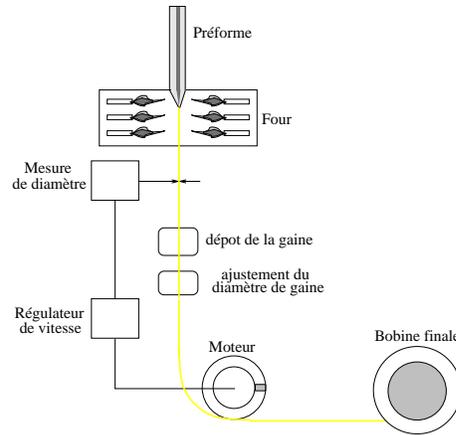


FIGURE I.14: Opération de fibrage : schéma d'une tour de fibrage.

de la préforme. La fibre obtenue est tirée par un moteur. Son diamètre est mesuré au fur et à mesure, et la vitesse du moteur est ajustée par un asservissement, pour obtenir le diamètre souhaité. La gaine primaire (polymère) est déposée au fur et à mesure, et la fibre est finalement enroulée sur sa bobine. Selon la taille du cœur et la proportion de dopants introduite, les propriétés de guidage changent. Le profil radial d'indice n'est pas toujours constitué d'un échelon unique d'indice entre le cœur et la gaine. Il peut s'agir d'un gradient d'indice, obtenu en réalisant de nombreuses couches, lors de la fabrication de la préforme.

Comme nous y avons fait allusion plus tôt, la variation radiale d'indice attribue à la fibre optique ses propriétés de guidage. Ce dernier peut être décrit, pour une lumière monochromatique, comme le passage d'un continuum de rayonnement (*i.e.* vecteurs d'ondes dans toutes les directions) en espace libre avant la fibre, à un nombre discret de vecteurs d'ondes admissibles dans celle-ci. L'état de la lumière pour un de ces vecteurs d'onde est appelé mode, auquel on peut associer une constante de propagation et une répartition transverse d'intensité. Lorsqu'il existe un seul mode de propagation, on parlera de fibre optique monomode, et s'il en existe plusieurs, on qualifiera la fibre de multimode.

Guidage dans une fibre fortement multimode.

Les différents modes d'une fibre multimode n'ont pas la même constante de propagation, ce qui signifie que l'information venant d'un point A répartie sur chacun de ces modes n'arrivera pas, après propagation dans la fibre optique, au même instant en un point B , comme on le voit sur la figure I.15. Ce phénomène est appelée dispersion intermodale. Comme on peut également le constater sur cette figure, il peut être réduit par l'utilisation de fibres multimodes à gradient d'indice.

On peut décrire la propagation dans les fibres très fortement multimodes (plusieurs dizaines de modes possibles), de façon géométrique, considérant que la lumière est guidée uniquement si la réflexion sur le dioptré formé par le cœur et la gaine est totale. On obtient ainsi, un angle d'acceptance θ_0 et une ouverture numérique ON , grâce à l'équation (I.13).

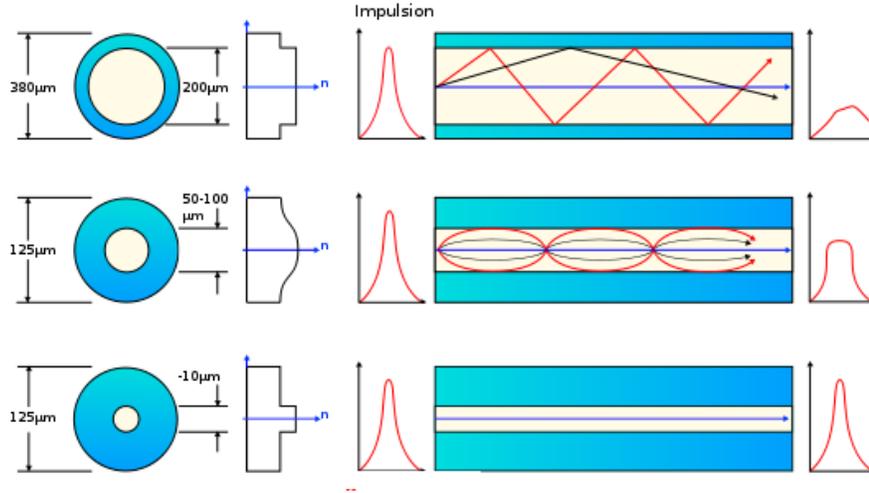


FIGURE I.15: Les différents types de fibres optiques et leur effet sur une impulsion : fibre multimode à saut d'indice, à gradient d'indice, et monomode.

$$ON = \sin(\theta_0) = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (\text{I.13})$$

Fibres optiques monomodes.

Pour les fibres monomodes (ou faiblement multimodes), la notion de rayon n'a plus de sens. Leur traitement passe donc obligatoirement par des considérations ondulatoires. La propagation est alors décrite, par les équations de Maxwell (I.17) [7] dans les milieux diélectriques (non-magnétiques) en l'absence de toute charge et tout courant :

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{I.14})$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (\text{I.15})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (\text{I.16})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (\text{I.17})$$

dans lesquelles \vec{E} et \vec{B} sont les champs électriques et magnétiques, et μ_0 la permittivité magnétique du vide. \vec{D} est le vecteur densité de déplacement électrique défini comme :

$$\mathbf{D} = \epsilon_0(1 + \chi)\mathbf{E} = \epsilon_0 n(r)^2 \mathbf{E} \quad (\text{I.18})$$

où n est l'indice optique. On peut définir l'équation de propagation linéaire comme :

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{n(r)^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I.19})$$

où Δ est l'opérateur laplacien, et $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ est la célérité de la lumière dans le vide. Dans une fibre à saut d'indice, on peut définir le paramètre V appelé fréquence réduite et défini par :

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda_0} \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (\text{I.20})$$

La figure I.16 montre la trace des indices effectifs des différents modes optiques d'une fibre à saut d'indice en fonction de V . On peut retenir que une fibre est monomode pour $V < 2.405$. A longueur d'onde λ_0 fixée, on peut caractériser un mode par sa constante de propagation β , ou son indice effectif n_{eff} .

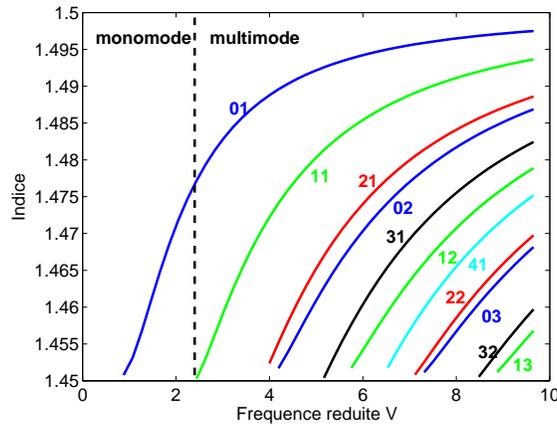


FIGURE I.16: Classification des différents modes optiques par leurs indices effectifs en fonction de la fréquence réduite. L'indice de cœur de cette fibre est $n_c = 1.5$ et l'indice son gaine est $n_g = 1.45$.

La fibre monomode ne subit pas de dispersion intermodale, comme la fibre multimode. Cependant, elle est soumise à une autre dispersion appelée dispersion chromatique. L'indice optique de la silice est en réalité variable suivant la longueur d'onde de la lumière qui la traverse (*cf* formule de Sellmeier (I.21)), donc la constante de propagation du ou des modes la parcourant n'est pas la même suivant cette longueur d'onde.

$$n^2(\lambda_0) = 1 + \sum_{i=1}^3 \frac{B_i \lambda_0^2}{\lambda_0^2 - C_i} \quad (\text{I.21})$$

L'information venant d'un point A , répartie sur plusieurs longueurs d'onde ne parviendra donc pas, après propagation dans la fibre optique, au même instant en un point B pour chacune de ces longueurs d'onde. Ce phénomène existe pour les fibres monomodes comme multimodes. On quantifie en général, comme Agrawal dans [8], la dispersion chromatique par le paramètre D s'exprimant en ($\text{ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$) :

$$D = \frac{\lambda_0}{c} \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda_0^2} \quad (\text{I.22})$$

Sur la figure I.17, on remarque que la dispersion est nulle à environ 1300 nm, dans une fibre monomode standard. Il a d'abord été envisagé, pour cette raison, d'utiliser des fibres

à cette longueur d'onde pour les transmissions optiques. Mais, des méthodes de compensation ayant été mises au point, les longueurs d'onde autour de 1550 nm, correspondant à la zone de plus faible atténuation de la silice, lui ont été préférées. De plus des techniques d'amplifications optiques EDFA (Erbium Doped Core Amplifying) existent au voisinage de 1550 nm qui est donc aujourd'hui la longueur d'onde majoritairement utilisée.

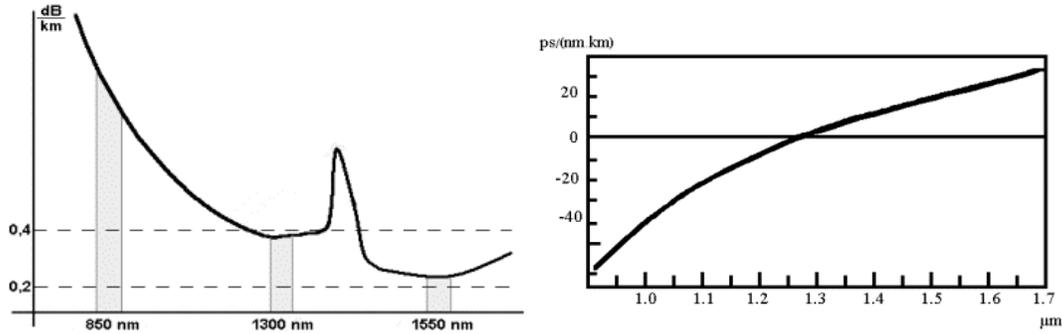


FIGURE I.17: Gauche : Atténuation de la silice en fonction de la longueur d'onde. Droite : Évolution du paramètre D en fonction de la longueur d'onde dans une fibre optique monomode standard.

Dans le cas général, nous avons vu que χ est dépendant de λ_0 (*cf* dispersion). Dans un milieu linéaire et isotrope, il s'agit d'un scalaire, qui peut varier avec la position si le matériau n'est pas homogène, et avec la longueur d'onde si le matériau est dispersif. Dans le cas général, il s'agit d'une matrice (biréfringence), voire un tenseur d'ordre supérieur, dont les coefficients dépendent des composantes du champ électrique (non-linéarités). On décompose alors χ comme :

$$\chi = \chi^{(1)} + \chi^{(2)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \quad (\text{I.23})$$

où $\mathbf{E}\mathbf{E}$ est une matrice (tenseur d'ordre 2) qui fait intervenir tous les produits des composantes du champ électrique ($E_i E_j$).

Biréfringence.

$\chi^{(1)}$ est une matrice diagonale (ou diagonalisable dans un espace orthonormé) affectant les composantes du champ électrique E_x, E_y, E_z dans l'équation de propagation. Si les trois termes diagonaux de la matrice sont égaux, le matériau est dit isotrope. Si un terme est différent des deux autres, le matériau est dit uniaxe (le plus fréquent), si les trois termes sont différents le matériau est biaxe. Dans les fibres optiques, la propagation a lieu suivant un axe z , et les champs sont transverses. La biréfringence d'une fibre (uniaxe) est donc souvent indiquée comme une différence d'indice optique entre deux directions perpendiculaires (x et y) appartenant au plan transverse, appelées axes propres.

$$B = |n_x - n_y| \quad (\text{I.24})$$

On appelle alors longueur de battement L_B , le pas des interférences qui interviendraient lors du couplage de deux ondes se propageant respectivement suivant x et suivant y , *i.e.* la longueur de propagation nécessaire pour qu'une onde polarisée initialement à 45° des

axes propres retrouve cette même polarisation (voir figure I.18) :

$$L_B = \frac{\lambda_0}{B} \quad (\text{I.25})$$

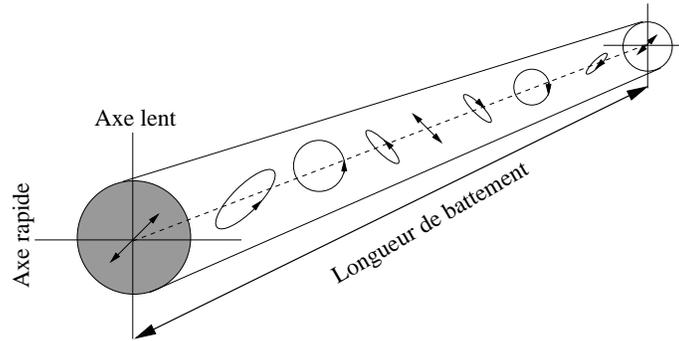


FIGURE I.18: Évolution de la polarisation d'une onde, injectée à 45° des axes propres dans une fibre biréfringente.

Les fibres monomodes standard présentent une biréfringence aléatoire non-uniforme due aux légères contraintes apportées par les impuretés de la préforme lors du tirage. Dans celles-ci, B n'est pas constant le long de la fibre et les axes propres varient aléatoirement. Une onde polarisée en entrée de fibre verra donc sa polarisation varier aléatoirement lors de sa propagation. L_B peut alors être redéfinie comme la longueur moyenne de propagation pour laquelle une onde polarisée sera passée par tous les états de polarisation possibles. Sa détermination requiert des études statistiques complexes que nous n'aborderons pas ici. Il existe des procédés de fabrication permettant d'introduire une biréfringence homogène et forte dans une fibre optique monomode. En effet, en introduisant des matériaux aux propriétés thermo-élastiques différentes dans la structure de la préforme, des contraintes thermiques sont induites au niveau du cœur lors du tirage suivant un axe privilégié x , entraînant une différence entre l'indice de cet axe et celui de l'axe y .

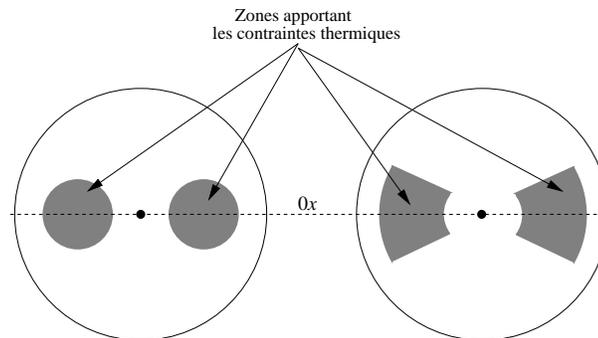


FIGURE I.19: Section de deux fibres à maintien de polarisation. À gauche une fibre de type PANDA, et à droite une fibre de type Bow-Tie.

Les fibres ainsi constituées sont qualifiées de fibres à maintien de polarisation. En effet la biréfringence induite est très grande devant la biréfringence aléatoire. Une onde

polarisée suivant un axe propre de biréfringence conservera sa polarisation tout le long de sa propagation.

Optique non-linéaire.

L'optique non-linéaire est la discipline consistant en l'étude des phénomènes engendrés par χ_n avec $n > 1$. Dans la silice amorphe, le terme $\chi^{(2)}$ est nul. Les diffusions Raman et Brillouin évoquées dans cette thèse seront liées à des dépendances de la permittivité en $\chi^{(3)}$: **EE**. Lors de ces études on introduit en général le terme de polarisation électronique non-linéaire \mathbf{P}_{NL} (D'après Boyd [9]) :

$$\mathbf{P}_{NL} = \mathbf{P}^{(3)} = \Delta\epsilon\mathbf{E} = \epsilon_0(\chi^{(3)}:\mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots) \quad (\text{I.26})$$

L'équation de propagation non-linéaire s'exprime alors :

$$\Delta\mathbf{E} - \frac{n(r)^2}{c^2} \frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2\mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (\text{I.27})$$

I.B.2 Capteurs à fibre optique : présentation, propriétés et principaux avantages

Un capteur à fibre optique (CFO) est, d'après la norme de l'AFNOR intitulée "Spécification générique pour les capteurs à fibres optiques" [10], défini comme un dispositif dans lequel l'information est créée dans le chemin optique par réaction de la lumière à la grandeur à mesurer, avant d'être acheminée vers le récepteur optique par l'intermédiaire d'une ou plusieurs fibres optiques.

Le système de mesure est en général constitué, en plus du capteur, d'une unité de traitement des données récupérées à travers la fibre optique. Cette unité peut éventuellement émettre un signal, qu'elle transmet au milieu via la fibre optique, on parle alors de **CFO actif**. Si le signal recueilli par le transducteur est créé dans le milieu sans apport de lumière par l'unité (fluorescence par exemple), le CFO est dit **passif** (voir figure I.20). Si le transducteur est situé à l'intérieur de la fibre (réseaux de Bragg, cavités), ou constitué par la fibre elle-même (capteur distribués ou continus), le capteur est alors un **CFO intrinsèque**. Inversement, lorsque le transducteur est situé à l'extérieur de la fibre, le CFO est dit **extrinsèque**. La grande différence entre ces deux familles est que les capteurs extrinsèques utilisent les fibres optiques seulement comme un transmetteur de l'information, alors que les CFO intrinsèques utilisent les propriétés de sensibilité des fibres optiques à la grandeur physique à mesurer (la fibre est le transducteur).

On s'intéressera uniquement, dans la suite, aux capteurs intrinsèques actifs. L'unité d'interrogation/réception contenant les composants d'émission (laser, modulateurs) et de réception optique (détecteur, analyseur de signaux électriques) sera souvent qualifiée par le terme "interrogateur".

La plupart des avantages des capteurs à fibre optique provient directement des propriétés particulières de celle-ci :

- du fait de leurs faibles poids et taille, ils sont faiblement intrusifs (*i. e.* ils perturbent très peu leur environnement), notamment dans les structures minces
-

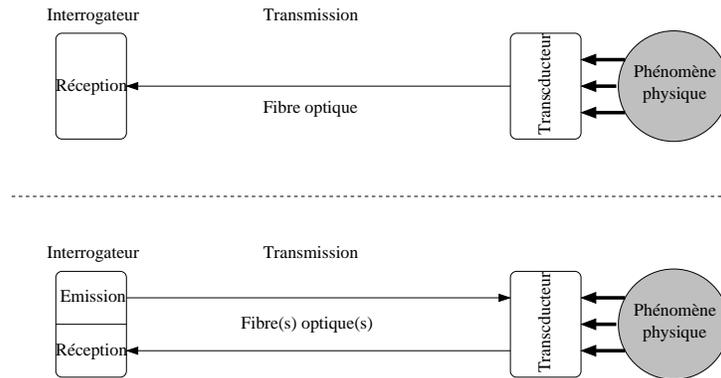


FIGURE I.20: Fonctionnement d'un capteur optique passif (haut), et actif (bas).

- ils ont une très forte immunité au rayonnement électromagnétique, ce qui leur permet d'être utilisés dans des environnements difficiles comme les centrales nucléaires ou les lignes à haute tension,
- leur conductivité thermique est très faible, ce qui permet d'une part de ne pas influencer l'environnement (pas de pont thermique) et d'autre part, lors d'un multiplexage (plusieurs mesures) le long une même fibre, d'obtenir des mesures isolées les unes vis à vis des autres,
- la possibilité de transmettre un large spectre de longueurs d'onde dans la fibre permet d'utiliser des solutions de multiplexages de plusieurs capteurs sur une même ligne,
- enfin les faibles pertes du signal transporté par une fibre optique et la rapidité de sa transmission autorisent le déport de la mesure à plusieurs kilomètres de l'unité d'interrogation du capteur.

Parmi les multiples grandeurs physiques pouvant être mesurées par les CFO intrinsèques, on peut en énumérer quelques unes, assez souvent rencontrées :

- la température,
- la déformation,
- la pression,
- la dose de radiations,
- l'humidité.

Le codage de l'information sur ces grandeurs peut être réalisé de différentes manières, grâce à plusieurs grandeurs caractéristiques des CFO : l'intensité lumineuse, la longueur d'onde, la phase, le temps, etc.. A l'origine des CFO de déformations, le codage en intensité, relativement simple à concevoir, était utilisé. Les capteurs à micro-courbures firent notamment l'objet de nombreuses études. Ces capteurs utilisent les pertes d'intensité dans une fibre optique engendrées par le rapprochement de "mâchoires" (ou tout autre système) qui viennent pincer la fibre optique lors d'un appui (figure I.21). Ce système a notamment été utilisé par Caussignac *et al.* pour le contrôle des efforts sur les piles de ponts [11] et également par Wierzba *et al.* pour le pesage en marche de véhicules routiers [12].

Malheureusement, ce type de capteurs a toujours besoin d'être référencé. En effet, dans le temps, les pertes "à vide" (sans contraintes extérieures) dans le transducteur varient sensiblement, ainsi que les pertes induites par les connections optiques et les éventuelles soudures, qui peuvent être réalisées durant la période d'utilisation. Il est donc nécessaire de

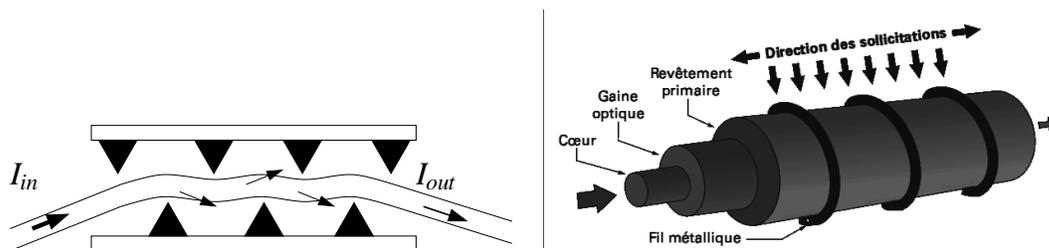


FIGURE I.21: Principe des capteurs à microcourbures. (Gauche) Le pincement crée des pertes de guidage dans la fibre multimode. (Droite) Sur le même principe, un fil en aluminium crée des courbures dans la fibre, et donc des pertes. On mesure, dans les deux cas, le rapport d'intensité I_{out}/I_{in} .

réitérer régulièrement des mesures de références pour étalonner à nouveau le capteur. C'est pourquoi le codage en intensité est de plus en plus rarement utilisé. On lui préfère souvent les codages en phase (mesure de chemin optique) en réalisant des systèmes d'interférences grâce à des dispositifs à cavité, ou en longueur d'onde par l'utilisation de réseaux de Bragg, ou d'effets non-linéaires dans la fibre elle-même. La polarisation peut également être utilisée : mesure de déphasage entre deux ondes polarisées différemment ayant parcouru le même chemin. Ce type de capteur a été utilisé, par exemple, pour remplacer les capteurs à micro-courbures par des capteurs à écrasement (figure I.22).

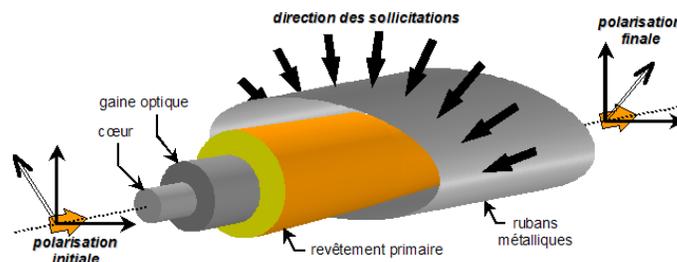


FIGURE I.22: Principe d'un capteur à écrasement. L'appui sur la partie supérieure des rubans métalliques induit une biréfringence dans la fibre. Celle-ci modifie la polarisation de l'onde lors de la traversée de la fibre.

Enfin, le codage (de l'information) en temps consiste en la mesure de variation temporelle relative de l'intensité, la phase, la polarisation ou la longueur d'onde. Ce type de codage est à la base des systèmes de capteurs "continus", qui seront abordés en fin de chapitre.

I.C Capteurs à fibre optique "ponctuels", capteurs "longue-base"

I.C.1 Capteurs interférométriques

Ces CFO réalisent tous un système de franges d'interférence afin de mesurer des variations de chemin optique (longueur de la cavité). Les interféromètres de Mach-Zender

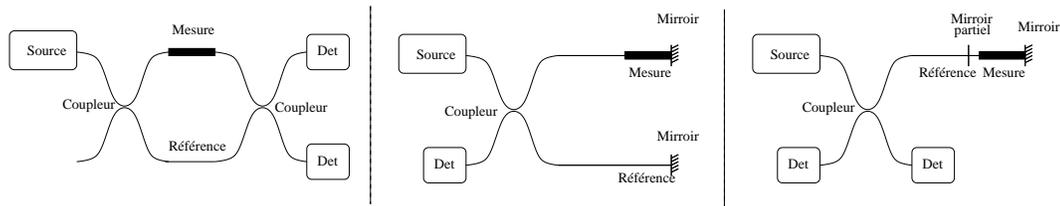


FIGURE I.23: Les trois principaux interféromètres à la base des capteurs interférentiels de déformations ou de température. A gauche l'interféromètre de Mach-Zender, au centre l'interféromètre de Michelson, à droite l'interféromètre de Fabry-Pérot.

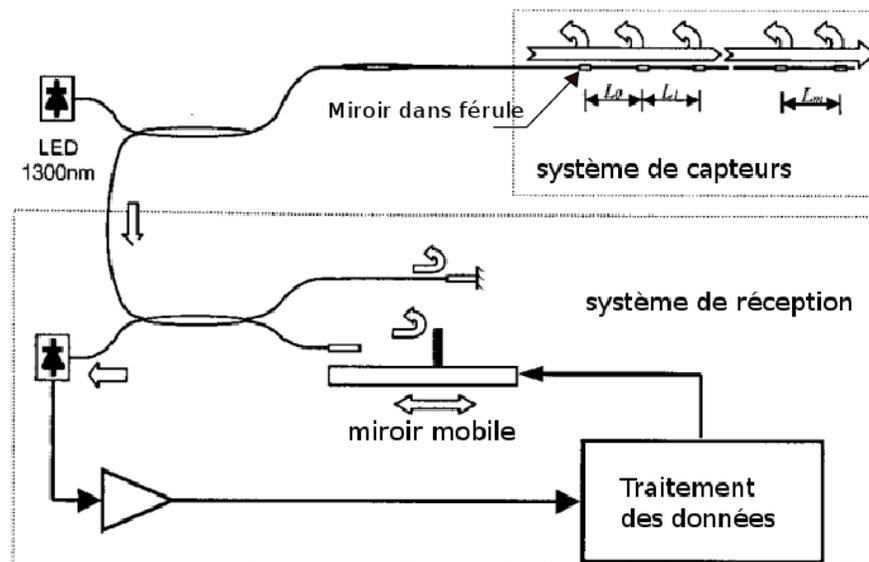


FIGURE I.24: Capteur quasi-distribué utilisant des cavité Fabry-Pérot comme capteurs, et un interféromètre de Michelson à miroir mobile pour l'analyse. D'après [13].

(IMZ) et Michelson (IM) opèrent des interférences à 2 ondes, alors que l'interféromètre de Fabry-Pérot (IFP) réalise un système d'interférences à ondes multiples dans une cavité. En éclairage cohérent, ces systèmes produisent un système de franges d'interférences périodiques (contraste constant), dont l'analyse nécessite un miroir mobile, afin de les faire défilier. Il est fort délicat d'évaluer le déplacement du système de franges lors de déplacements très amples ou très rapides. On éclaire donc en général ce type de système au moyen d'une source à large spectre, ce qui a pour effet de localiser les interférences. Dans le cas des IM et IMZ, le signal (contraste des franges) est maximal lorsque les deux bras de l'interféromètre sont d'égale longueur (teinte plate). Afin d'interroger les cavités Fabry-Pérot, Zhao *et al.* utilisent un interféromètre de Michelson à miroir mobile [13]. Cela permet de multiplexer plusieurs cavités de longueurs différentes, et d'obtenir ainsi une mesure quasi-distribuée, *i.e.* qui renvoie des informations sur la mesurande provenant de plusieurs lieux de mesure déterminés (voir figure I.24).

L'intérêt majeur de ce type de capteur est de pouvoir choisir **la base de mesure**

i.e. la longueur de la partie sensible, on peut ainsi mesurer des variations de longueurs curvilignes (si la fibre est courbée), intégrées suivant plusieurs dizaines de centimètres. Ceci n'est pas le cas, par exemple, des capteurs à réseaux de Bragg (très peu étendus) que nous allons présenter ensuite.

Le désavantage principal des capteurs à cavités est leur difficulté de réalisation. En effet insérer un miroir partiel au milieu d'une fibre nécessite un raccord avec une fêrle, assez fragile, pour aligner parfaitement les cœur des deux fibres (monomodes). Malgré cela, ces capteurs sont actuellement commercialisés [14].

I.C.2 Capteur à réseau de Bragg

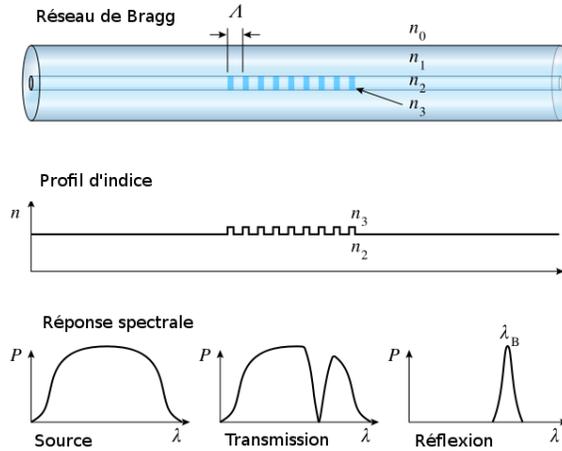


FIGURE I.25: Réseau de Bragg fibré et sa réponse spectrale.

Un réseau de Bragg est un réseau épais créé par une variation périodique d'indice. Le profil et les principales caractéristiques d'un réseau de Bragg sont illustrés sur la figure I.25. Il existe plusieurs méthodes de fabrication d'un réseau de Bragg. Les plus utilisées sont la méthode holographique, dont le principe est exposé sur la figure I.26, et la méthode du masque de phase. Dans les deux cas, on réalise un système d'interférences au niveau du cœur de la fibre, à partir de rayonnements ultra-violet. Le cœur a précédemment été rendu photosensible en faisant diffuser un gaz (H_2 ou D_2) dans la fibre. Cela permet aux interférences générées de créer un réseau d'indice.

Dans une fibre optique éclairée par une source lumineuse à spectre large, ce type de réseau réfléchit une seule longueur d'onde dite longueur d'onde de Bragg, alors que toutes les autres sont transmises. La longueur d'onde de Bragg peut être calculée à partir de la condition d'interférence constructive entre les rayons réfléchis à chaque pas (de longueur Λ) du réseau (considéré comme infini) :

$$\lambda_B = 2n\Lambda \tag{I.28}$$

La longueur d'onde réfléchi est donc linéairement dépendante du pas du réseau (multiplié par l'indice). Celui-ci est amené à changer lors d'une variation de température (ex-

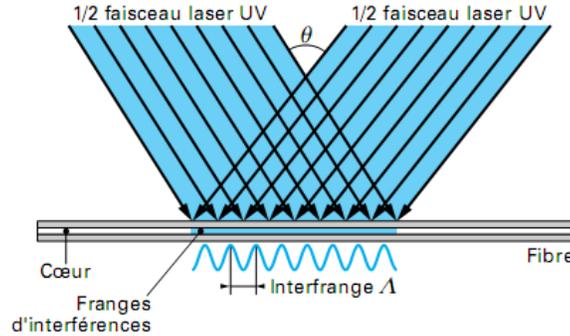


FIGURE I.26: Méthode holographique d'inscription d'un réseau de Bragg. D'après [15].

pansion thermique) de la fibre, et bien sûr lors d'un étirement de celle-ci. C'est pourquoi l'on peut créer des capteurs de température et de déformation à partir de réseaux de Bragg. En pratique, la qualité d'un tel réseau (réflectivité, finesse spectrale) dépend du nombre de périodes utilisées et de la différence d'indice créée. Elle dépend également de la maîtrise expérimentale de la conception : régularité du pas des interférences, du changement d'indice. La relative simplicité des capteurs à réseau de Bragg, et leurs possibilités de multiplexage, en font aujourd'hui un des capteurs à fibre optique les plus utilisés dans la pratique.

La mesure de longueur d'onde est également une mesure de chemin optique : celui d'une période du réseau, d'après (I.28). La sensibilité des capteurs à réseau de Bragg se calcule donc de la même façon que celle des capteurs interférométriques : à partir de la sensibilité du chemin optique à chaque mesurande.

I.C.3 Sensibilité de ces capteurs à la température et à la déformation

La sensibilité à la température d'un capteur à réseau de Bragg, ou d'un capteur interférométrique (en remplaçant λ_B par la longueur de la cavité), est donnée par l'équation (I.30). On remarque que le résultat est obtenu à partir du coefficient d'expansion thermique de la silice, et du coefficient thermo-optique dont les valeurs sont indiquées dans une équation intermédiaire :

$$\begin{aligned}
 \frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} &= \frac{\Delta(n\Lambda)}{(n\Lambda)} & (I.29) \\
 &= \left(\frac{1}{\Lambda} \frac{d\Lambda}{dT} + \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \right) \Delta T \\
 &= [5 \times 10^{-7}/^{\circ}C + 7 \times 10^{-6}/^{\circ}C] \Delta T \approx [7,5 \times 10^{-6}/^{\circ}C] \Delta T
 \end{aligned}$$

avec T la température et n l'indice optique.

La sensibilité à la déformation longitudinale (élongation de la fibre) est déterminée par la variation d'indice optique avec la déformation, et par l'application de la loi de Hooke (I.7). Dans un matériau tri-dimensionnel, on relie la déformation ϵ_{ii} suivant la dimension i aux contraintes σ suivant les trois dimensions i, j et k par :

$$E\epsilon_{ii} = \sigma_{ii} - \kappa(\sigma_{jj} + \sigma_{kk}) \quad (\text{I.30})$$

où $\kappa = 0.165$ est le coefficient de Poisson de la silice, et $E = 70$ GPa son module d'Young. Le tenseur élasto-optique p_{ki} est défini par :

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_k = \sum_{i=1}^3 p_{ki} \epsilon_i \quad (\text{I.31})$$

On peut alors, en considérant la silice comme un milieu isotrope (pas de biréfringence) et à symétrie de révolution déduire :

$$\frac{\Delta \lambda_B}{\lambda_B} = \epsilon_z + \Delta n/n \quad (\text{I.32})$$

$$= \epsilon_{zz} - \frac{n^2}{2} [(p_{11} + p_{12})\epsilon_{rr} + p_{12}\epsilon_{zz}]$$

$$= \left(1 + \frac{n^2}{2} [\kappa(p_{12} + p_{11}) - p_{12}] \right) \epsilon_{zz} \quad (\text{I.33})$$

$$\approx [0.8]\epsilon_{zz} \quad (\text{I.34})$$

avec les valeurs des coefficients élasto-optiques de la silice : ($p_{11} = 0.113$) et ($p_{12} = 0.252$), $n = 1.45$ et $\kappa = 0.165$.

I.D Multiplexage de capteurs "ponctuels" à réseau de Bragg

On abordera seulement ici les cas de multiplexages en série, *i.e.* dans la même fibre optique, car ce sont eux qui profitent au maximum des propriétés des fibres optiques, et qui présentent le plus d'avantages par rapport aux capteurs électroniques. Il convient toutefois de noter qu'il existe des composants ("switches" optiques) qui permettent de relier ces composants en parallèle, et ainsi de les interroger un à un, ou ligne par ligne (si un multiplexage a déjà été opéré sur une seule et même fibre). On profite tout de même, avec le montage en parallèle, de certaines propriétés des fibres : la rapidité de transmission des données, et la possibilité du déport de la mesure à plusieurs kilomètres du système d'interrogation. Udd dans [16] détaille plus exhaustivement tous les modes de multiplexages en parallèle. Un mode de multiplexage (temporel) des capteurs à cavités a déjà été décrit lors de leur présentation en I.C.1. Même s'il en existe bien d'autres, nous allons seulement nous intéresser au multiplexage des capteurs à réseaux de Bragg, car ils constituent la majeure partie des capteurs à fibre optique utilisés industriellement.

I.D.1 Multiplexage en longueur d'onde

Le multiplexage en longueur d'onde tire parti au maximum de la large bande passante des fibres optiques.

Il s'agit de l'un des principaux intérêts des capteurs à réseau de Bragg. En effet, puisque ce type de réseau est interrogé par une source à spectre large, il est possible de placer plusieurs réseaux, de longueurs d'ondes de Bragg éloignées les unes des autres, en série sur

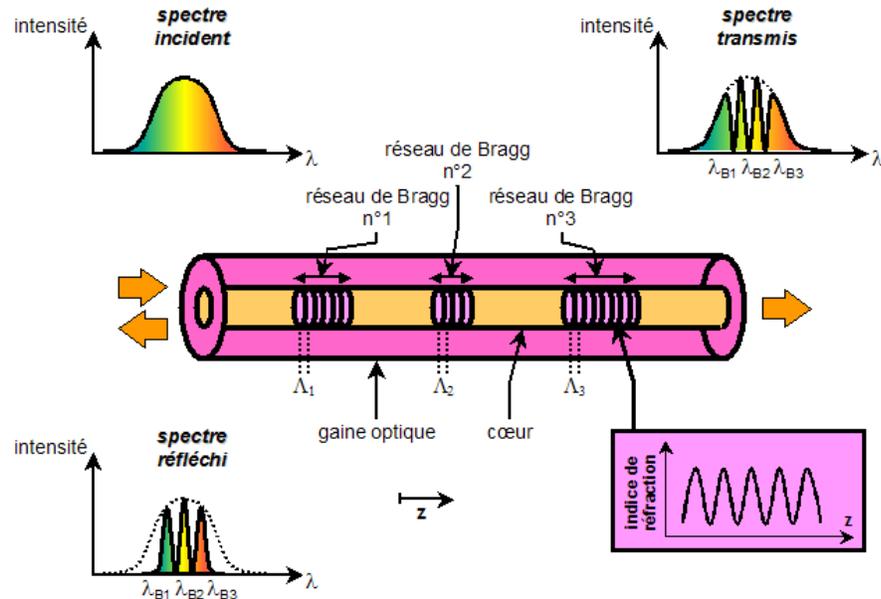


FIGURE I.27: Principe de fonctionnement du multiplexage en longueur d'onde des réseaux de Bragg. D'après [17].

une même fibre. En analysant le spectre réfléchi, on peut alors repérer le déplacement des longueurs d'ondes des différents réseaux. La capacité de multiplexage (*i.e.* le nombre de réseaux que l'on peut placer simultanément) est limitée principalement par l'étendue de mesure désirée. Prenons l'exemple d'un capteur de température, interrogé par une source ASE (Amplified Spontaneous Emission) de largeur spectrale à 3 dB de 40 nm autour de $\lambda_0 = 1550$ nm. D'après l'équation (I.30), l'étendue de mesure est de $\Delta T > 3000$ °C. En multiplexant 30 réseaux de Bragg inscrits à des longueurs d'ondes régulièrement espacées dans l'intervalle spectral, l'étendue de mesure devient $\Delta T > 100$ °C. La capacité de multiplexage dépendra donc toujours de l'application, mais on peut retenir le chiffre de 100, comme une limite haute impossible à dépasser. En effet, la technologie à mettre en œuvre pour inscrire les 100 réseaux, de longueurs d'onde également séparées de moins de 2 nm, nécessite une grande maîtrise du processus d'inscription.

I.D.2 Multiplexage temporel

Le multiplexage temporel des réseaux de Bragg peut s'opérer grâce des réseaux de même longueur d'onde et de faible réflectivité, éclairés par une source large bande impulsionnelle, et analysés spectralement par un système qui peut fonctionner de façon synchrone avec la source (Fabry-Pérot à balayage par exemple). Un système actif d'analyse spectrale de la lumière réfléchi est donc requis. On notera cependant qu'une solution originale utilisant un système d'analyse spectrale passif a été récemment proposée par Crunelle *et al.* dans [18]. Ce système d'analyse est ici uniquement constitué de 2 polariseurs et d'une fibre à maintien de polarisation placés devant une photodiode. Une référence de puissance est obtenue en introduisant une fibre standard (au moins deux fois plus longue) en parallèle (voir fig. I.28).

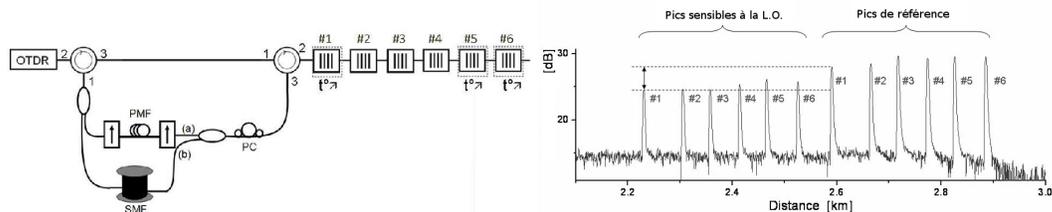


FIGURE I.28: Gauche : Le système de mesure présenté dans [18]. Droite : Une trace obtenue ; la mesure de température est donnée par le rapport des pics sensibles en longueur d'onde avec les pics de référence. Le principe de l'OTDR sera présenté plus tard dans ce chapitre.

Avec ce type de système, plus on souhaite accroître le nombre de réseaux dans la fibre, plus leur réflectivité doit être faible à la longueur d'onde choisie (à partir d'un certain nombre, le signal des réflexions provenant des réseaux les plus éloignés sera trop faible). Il s'agit de la principale limite du multiplexage temporel. Les systèmes interférométriques à cavités, qui peuvent également être multiplexés, comme on l'a vu précédemment, sont soumis exactement aux mêmes types de limites.

Cela dit, nous avons montré que les réseaux de Bragg offrent des possibilités de multiplexage importantes. En utilisant l'une et l'autre des méthodes (temporelle et spectrale), avec une bonne maîtrise de la fabrication des réseaux, on peut espérer mettre au point un système capable de mesurer la température ou l'étirement en plusieurs centaines de points. Mais les variations des mesurands intervenant entre les réseaux de Bragg ne sont pas mesurables avec un tel système. C'est tout l'intérêt des capteurs continus que nous allons maintenant étudier.

I.E Multiplexage continu : Capteurs "continus" ou "répartis"

Les CFO continûment répartis (que l'on qualifie en général de "continus", "répartis", ou encore abusivement "distribués") utilisent : soit directement la rétro-diffusion (linéaire ou non) de la lumière dans les fibres optiques, soit des amplifications locales, par effets non linéaires (Raman ou Brillouin), d'une onde dite "sonde" par une onde dite "pompe" contrapropagative. Un système de type OTDR (Optical Time Domain Reflectometer) permet d'analyser cette lumière, rétro-diffusée successivement par toutes les portions de fibres qui deviennent ainsi autant de transducteurs.

Le spectre de rétro-diffusion se décompose en trois parties distinctes comme suit :

- la rétro-diffusion Rayleigh,
- la rétro-diffusion Raman,
- la rétro-diffusion Brillouin.

La rétro-diffusion Rayleigh est linéaire. Elle est la conséquence de l'interception, et du guidage par la fibre, de la diffusion d'une onde incidente sur les imperfections de la silice. Celle-ci est majoritairement responsable des pertes linéaires passives dans les fibres optiques utilisées pour les télécommunications. Les rétro-diffusions Raman et Brillouin proviennent d'effets non-linéaires que nous allons présenter plus tard, et font apparaître

des longueurs d'ondes différentes. Comme indiqué sur la figure I.29, lorsque ces ondes ont des fréquences moins élevées (*i. e.* longueurs d'onde plus élevées) que l'onde incidente, on parlera d'ondes Stokes, et dans le cas contraire, d'ondes anti-Stokes.

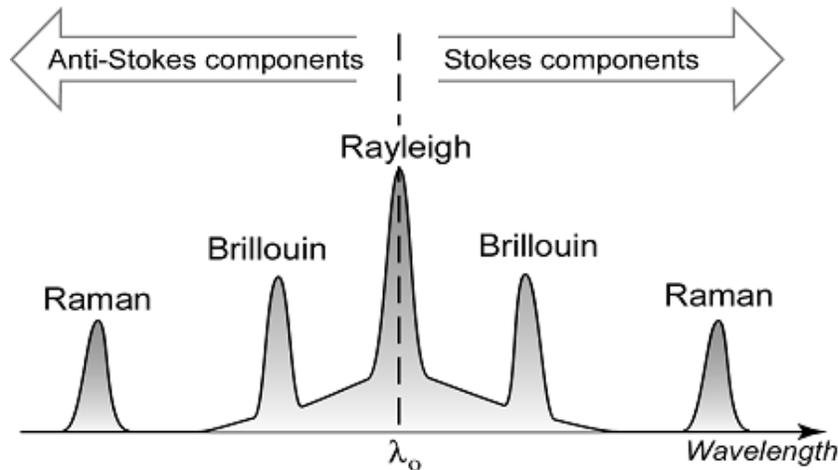


FIGURE I.29: Spectre de rétro-diffusion par la silice traversée par une onde de longueur d'onde λ_0

I.E.1 Principe de l'OTDR et définition des paramètres principaux propres à la mesure répartie

La réflectométrie optique par OTDR (Optical Time Domain Reflectometer), introduite par Barnoski *et al.* dans [19], a été très utile au domaine des télécommunications afin de quantifier les pertes linéaires ainsi que pour détecter et localiser des défauts dans les fibres optiques [20].

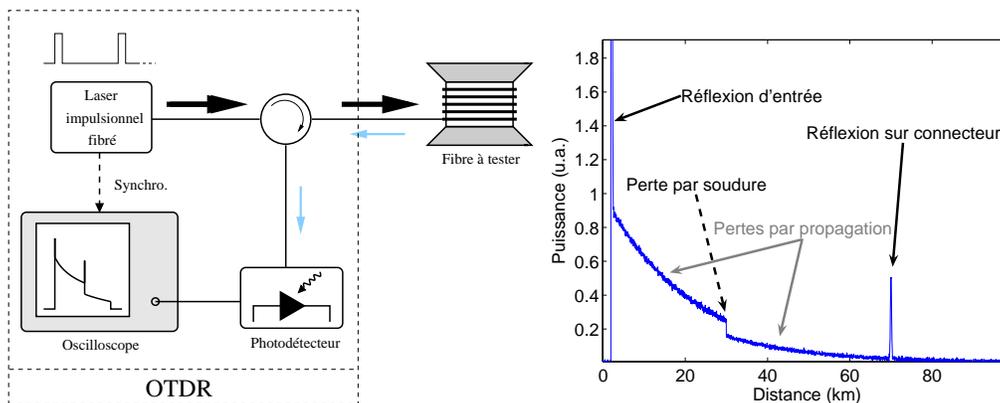


FIGURE I.30: Principe et détail de la trace d'un OTDR.

Une source laser impulsionnelle est injectée dans la fibre à tester. L'intensité rétro-diffusée successivement au fur et à mesure de la propagation de l'onde pompe est ensuite dirigée vers un photodétecteur rapide par un circulateur. Un oscilloscope, synchronisé sur la période des impulsions du laser, permet alors de visualiser les variations de cette intensité

rétro-diffusée. Une réflexion de Fresnel (due à un connecteur par exemple) provoque une brusque augmentation de l'intensité, une perte ponctuelle (mauvaise soudure) provoque une chute d'intensité. Sur le reste du tracé on observe la décroissance exponentielle de l'intensité liée aux pertes linéaires de la fibre (aller et retour). Une interpolation linéaire de la courbe obtenue en échelle logarithmique permet de retrouver le coefficient de pertes α de la fibre.

Ce principe présenté sur la figure I.30 constitue l'une des bases de la majorité des interrogateurs que nous décrirons dans la suite, et permet d'introduire la plupart des notions nécessaires à la qualification des instruments de mesure répartie.

La localisation de mesure

Il s'agit bien d'une notion nouvelle par rapport à tout ce que nous avons présenté, en ce sens que jusqu'à maintenant, la mesure était toujours située dans ou à proximité du transducteur. Ici, le transducteur est constitué continûment par toute la fibre. La localisation est déterminée par le temps écoulé depuis l'injection de l'impulsion optique dans la fibre, ou depuis l'arrivée d'une rétro-diffusion (ou réflexion de Fresnel) remarquable sur un élément dont la position dans la fibre est connue.

L'excursion

Pour ce type de capteur, on peut également définir l'excursion, comme la longueur totale de transducteur que l'on peut interroger avec le système. Si la partie sensible ne commence pas juste après l'interrogateur (déport de la mesure, ou zone morte), on pourra donner des positions de commencement et de fin de la mesure. C'est volontairement que l'on distingue cette grandeur de la portée, qui est la distance maximale à laquelle une mesure est possible. La portée peut être définie pour tous les CFO, alors que l'excursion est propre aux CFO répartis.

La résolution spatiale

Il s'agit du plus petit écart de distance suffisant pour que l'interrogateur fournisse des mesures indépendantes de la mesurande. Celle-ci est étroitement liée à la notion de **base de mesure** que nous avons évoquée dans le cas des capteurs interférométriques, qui correspond à la longueur sur laquelle le transducteur transforme (et intègre) la mesurande en une grandeur optique mesurable par l'interrogateur. Dans le cas de l'OTDR, la base de mesure est proportionnelle à la durée de l'impulsion optique. Sans traitement supplémentaire de l'information recueillie, la résolution spatiale des systèmes de mesure répartis est égale à la base de mesure.

L'incertitude de localisation

Lorsque la portée des instruments de mesure augmente, une des conséquences inévitables est que, pour les mesures à plusieurs dizaines de kilomètres, la localisation de la mesure n'est pas connue avec exactitude. Cela provient de l'incertitude sur la valeur de l'indice, qui n'est jamais homogène à la base, et varie de surcroît avec les conditions rencontrées par le capteur (température, déformation) lors de son utilisation.

I.E.2 Capteurs utilisant la rétro-diffusion Rayleigh

I.E.2.a Principe de l'OFDR

L'OFDR (Optical Frequency Domain Reflectometer) est un principe qui permet, tout comme l'OTDR, de mesurer une trace temporelle d'intensité de rétro-diffusion. La différence est que celle-ci est obtenue indirectement dans l'OFDR, en modulant l'onde incidente dans le domaine de fréquence, avant d'opérer une transformée de Fourier rapide (ou FFT pour Fast Fourier Transform) sur le signal récupéré. Cette technique permet d'atteindre des résolutions spatiales nettement meilleures, sur des excursions beaucoup plus faibles, essentiellement limitées par la longueur de cohérence de la source. Dans le dispositif présenté sur la figure I.31, un laser accordable, dont la fréquence est contrôlée par une rampe temporelle, est injecté dans la fibre testée, et la lumière rétro-diffusée est couplée avec une partie de la puissance du laser, avant la détection.

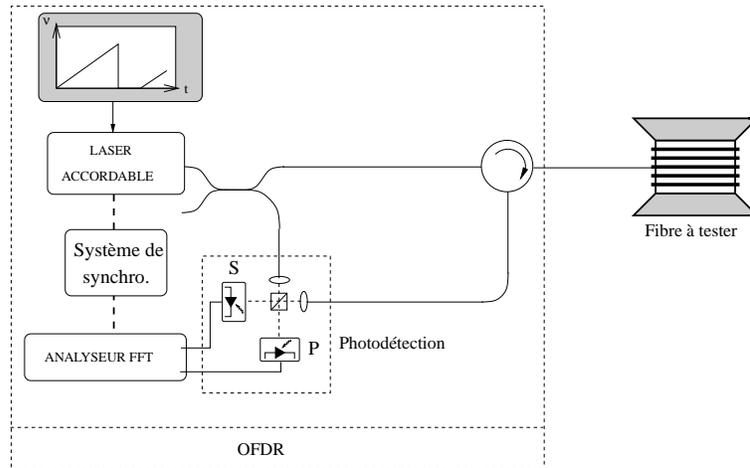


FIGURE I.31: Dispositif expérimental d'un OFDR

Comme détaillé dans [21] par Glombitza *et al.*, à un instant donné t , on peut considérer qu'une somme d'ondelettes de fréquences ν , dépendant linéairement de la position à laquelle elles ont été créées par rétro-diffusion (coefficient de réflectivité r_m) à l'instant τ_m , parvient au niveau du coupleur à l'instant t . On peut exprimer la partie variable (temporellement) du signal mesuré au niveau du détecteur, en fonction de la fréquence ν comme :

$$U_{PD}(\nu) \propto \sum_{m=1}^M \|r_m\| \cos(2\pi\nu\tau_m + \zeta_m), \quad (\text{I.35})$$

car ν dépend linéairement du temps, puisque le laser accordable est contrôlé par des rampes. ζ_m est ici un simple terme de phase.

La carte F des réflexions en fonction du temps (et donc de la position) peut être obtenue par transformée de Fourier de ce signal :

$$F(\tau) \propto \int_{\nu_0 - i(\Delta\nu/2)}^{\nu_0 + i(\Delta\nu/2)} U_{PD}(\nu) e^{-j2\pi\nu\tau} d\nu \quad (\text{I.36})$$

Après cette transformation, qui est en réalité discrète (puisque numérique), les réflexions ne sont évidemment pas perçues comme ponctuelles : on obtient une somme de sinus cardinaux d'argument $\Delta\nu(\tau - \tau_m)$. Ceci donne la résolution spatiale de la mesure :

$$\Delta z = \frac{c}{2n_G} \Delta\tau = \frac{c}{2n_G \Delta\nu}, \quad (\text{I.37})$$

où n_G est l'indice de groupe. La résolution spatiale de l'OFDR est donc inversement proportionnelle à l'excursion en fréquence du laser accordable qui le compose.

I.E.2.b OFDR en tant qu'extensomètre : état de l'art

Nous venons de montrer que l'OFDR est un procédé permettant de mesurer, sur des bases de mesure plus petites, la trace que fournirait un OTDR, s'il en était capable. Cette propriété est utilisée à l'heure actuelle pour localiser d'éventuels défaut dans les composants photoniques ou les composants fibrés. Soller *et al.* dans [22] montrent que la plus petite réflectivité qu'il est possible de mesurer est de -97 dB pour leur appareil. Ce résultat a été obtenu sur une excursion de 35 m avec une résolution spatiale de 22 μm . Grâce à un cube séparateur de polarisation et deux photodétecteurs, on peut également, avec ce type de dispositif, observer l'évolution de la polarisation dans les composants.

Ce système a donné lieu à un appareil commercial : l'OBR de la société Luna-technologies qui présente une réflectivité minimale mesurable de -125 dB. La rétro-diffusion Rayleigh étant d'environ -90 dB/m, on peut, grâce à cet appareil, sur des zones très étroites de l'ordre du cm, visualiser les micro-variations dans l'intensité de la rétro-diffusion Rayleigh. Ses aspérités sont variables dans l'espace, mais fixes dans le temps. Elles peuvent être vues comme des variations d'indice, et par conséquent comme une somme de réseaux de Bragg aléatoires. Par une simple corrélation, on peut déterminer la variation de leur longueur d'onde entre deux mesure [23]. On évalue ainsi l'allongement local du chemin optique, qui est sensible à la déformation et à la température, comme nous l'avons montré précédemment. Le capteur ainsi obtenu est un capteur continûment réparti, avec une résolution spatiale qui peut être très petite (en utilisant une source accordable sur une grande gamme de longueur d'onde). On peut également observer l'évolution de la polarisation dans les fibres entre deux mesures. Ceci a permis à Froggatt *et al.* dans [24] de réaliser, grâce à une mesure locale simultanée de chemin optique et de biréfringence, un capteur de mesure simultanée de température et déformation grâce à des fibres à maintien de polarisation.

Les performances annoncées de la dernière version de cet appareil sont très intéressantes : la résolution spatiale est d'environ 1 cm sur plusieurs centaines de mètres (excursion annoncée : 500 m), avec des résolutions annoncées en température ou déformation meilleures que celles des capteurs continus utilisant les diffusions Raman ou Brillouin : 1 μm et 0.1 °C (mesure de l'un ou de l'autre des paramètres). Cependant, l'excursion de ce type d'appareil n'est pas suffisante pour les applications visées.

I.E.3 Capteurs utilisant la rétro-diffusion Raman

Certains capteurs utilisent la diffusion Raman, qui est liée au couplage de l'énergie d'une onde incidente dans un milieu avec une onde rétro-diffusée via un changement de

niveau d'énergie des molécules constituant le matériau. Ces changements sont quantifiés par des émissions/absorptions de particules appelées phonons "optiques". Le qualificatif "optique" vient du fait que leur fréquence de vibration est de l'ordre de la dizaine de TéraHertz. Du couplage photon/phonon, résulte un transfert d'énergie entre les photons incidents, les photons rétro-diffusés et les phonons comme décrit sur la figure I.32.

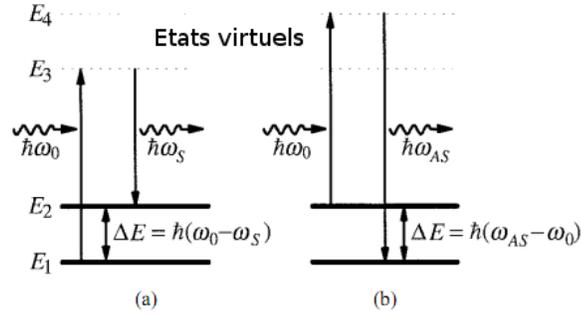


FIGURE I.32: Transferts d'énergie lors de la diffusion Raman. (a) Cas Stokes : émission d'un phonon d'énergie ΔE . (b) Cas anti-Stokes : absorption d'un phonon d'énergie ΔE

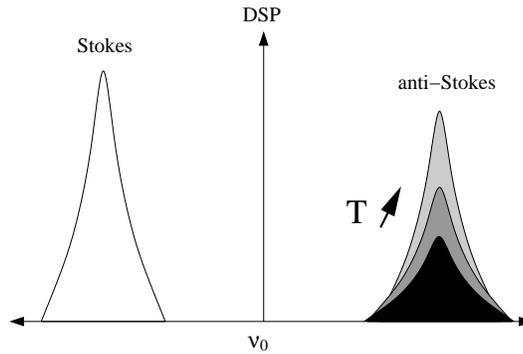


FIGURE I.33: Evolution du spectre Raman avec la température.

La puissance portée par une onde anti-Stokes rétro-diffusée est théoriquement fortement dépendante de la température comme sur la figure I.33. C'est cette information qui est utilisée pour mesurer la température dans les capteurs à diffusion Raman. Une référence de puissance additionnelle est souvent nécessaire, afin de distinguer les variations sur les mesurandes des pertes engendrées par la propagation, ou les défauts. Cette référence peut être la partie Stokes (moins dépendante de la température) du spectre mais, en pratique, il s'agit souvent d'une trace d'OTDR régulièrement mesurée. Le concept de "thermométrie anti-Stokes répartie" a été imaginé par [25] en 1984. La trace temporelle des puissance Raman Stokes et anti-Stokes est représentée sur la figure I.34.

Depuis, de nombreuses évolutions ont été apportées dans le but de fiabiliser et optimiser les performances de ces instruments. Farahani et Gogolla ont démontré dans [26] que, pour des excursions inférieures à 15 km, l'emploi de fibres multimodes à gradient d'indice était préférable à l'emploi de fibres monomodes, puisque les premières permettent de recueillir une puissance anti-Stokes rétro-diffusée supérieure. De plus, dans ce type de fibre, la

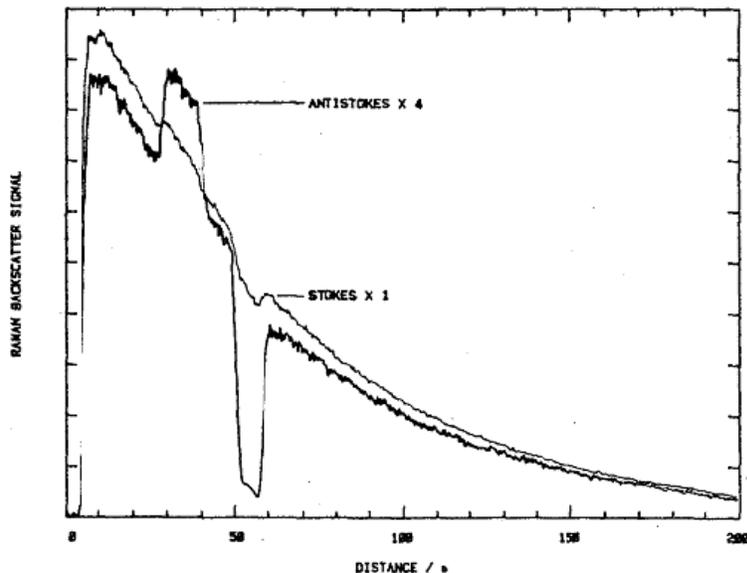


FIGURE I.34: Traces temporelles d'intensités Raman Stokes et anti-Stokes rétro-diffusées. D'après [25]

diffusion Brillouin stimulée, qui sera décrite en détail dans le chapitre suivant, ne provoque pas de déplétion significative de l'onde incidente, contrairement aux fibres monomodes. La longueur d'onde optimale d'utilisation a été évaluée à 1320 nm, dans des fibres à gradient d'indice. Le schéma de principe de ce système de mesure, appelé aussi Raman-OTDR (ou R-OTDR), est présenté sur la figure I.35. La lumière rétro-diffusée par la fibre est filtrée optiquement pour que ne subsiste que la partie anti-Stokes ; le reste de l'architecture est comparable à celle d'un OTDR.

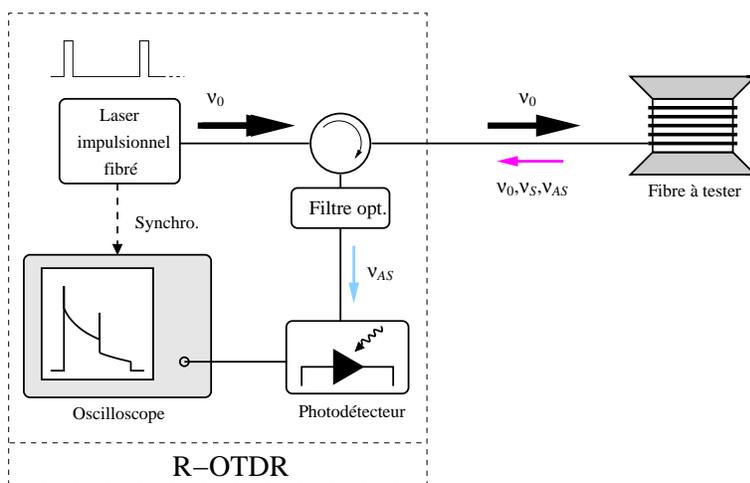


FIGURE I.35: Schéma de principe d'un R-OTDR.

Insensibles aux déformations mécaniques, ces capteurs sont privilégiés par l'industrie

pétrolière pour la surveillance des pipelines (fuites) [27], et l'optimisation des performances des puits de pétrole [28]. Ils sont également utilisés pour la détection des incendies [29], et le contrôle des câbles électriques de puissance [30].

Actuellement dans le commerce, ces capteurs ont une excursion de l'ordre de 20 km, une résolution spatiale de 1 m et un seuil de discrimination en température de 0.1 °C très dépendant du temps d'acquisition (cette valeur est obtenue à 20 km lors d'une acquisition de 60 min), d'après [31].

I.E.4 Capteurs utilisant la rétro-diffusion Brillouin

Il s'agit de la dernière née des technologies de mesure répartie. Le spectre de rétro-diffusion Brillouin (ou le gain de l'amplification Brillouin) est sensible à la fois à la température et à la déformation [32]. Plusieurs paramètres ont alors été envisagés pour mesurer ces deux grandeurs. En ce qui concerne la température, le rapport de Landau-Placzek R_{LP} , défini comme le rapport de l'intensité Rayleigh I_R rétro-diffusée avec la somme des intensités Brillouin Stokes I_S et anti-Stokes I_{AS} (equation (I.38)), a été utilisé par Wait *et al.* dans [33].

$$R_{LP} = \frac{I_R}{I_S + I_{AS}} = \frac{T_f(\epsilon)}{T} \quad (\text{I.38})$$

où T est la température, et T_f une constante. Les performances de cette technique ont été évaluées et comparées à celles obtenues par les capteurs répartis à rétro-diffusion Raman, en ce qui concerne la mesure température. Si elle apporte quelques avantages (intensité rétro-diffusée plus grande d'un ordre de grandeur que pour la diffusion Raman), elle présente aussi le désavantage, pour cette application, de fournir une mesure légèrement sensible à la déformation.

A partir du début des années 2000, les capteurs fonctionnant grâce à la diffusion Brillouin, utilisèrent plutôt la fréquence de décalage Brillouin ν_B comme grandeur à mesurer. Celle-ci est en effet non seulement sensible à la température mais aussi fortement dépendante de l'élongation (voir également figure I.36) :

$$\nu_B = C_T \Delta T + C_\epsilon \epsilon, \quad (\text{I.39})$$

avec $C_T \approx 1 \text{ MHz}/^\circ\text{C}$ et $C_\epsilon \approx 0.05 \text{ MHz}/\mu\epsilon$.

L'architecture de ce type de capteur est donnée sur la figure I.37. Pour la mesure de fréquence de décalage, il est nécessaire de conjuguer une détection des variations temporelles et fréquentielles du signal. On obtient alors une mesure répartie du spectre de décalage Brillouin, dont on détermine la position centrale ν_B . Le bloc intitulé "Système d'analyse fréquentielle" n'est volontairement pas détaillé car nous présenterons un état de l'art complet de ce type de système dans le chapitre III.

La sensibilité conjuguée à la déformation et à la température peut être un atout pour la polyvalence genre de capteur, mais elle constitue également son plus gros inconvénient. En effet pour réaliser une mesure juste de l'un de ces paramètres, il convient de pouvoir s'affranchir totalement de l'autre. Cela nécessite, faute de solution de compensation directe, une deuxième mesure à l'aide d'un autre système (Raman par exemple) : ce point sera détaillé au chapitre III.

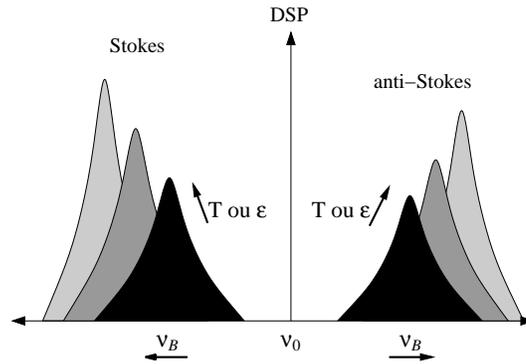


FIGURE I.36: Evolution du spectre de rétro-diffusion Brillouin avec la température ou l'élongation.

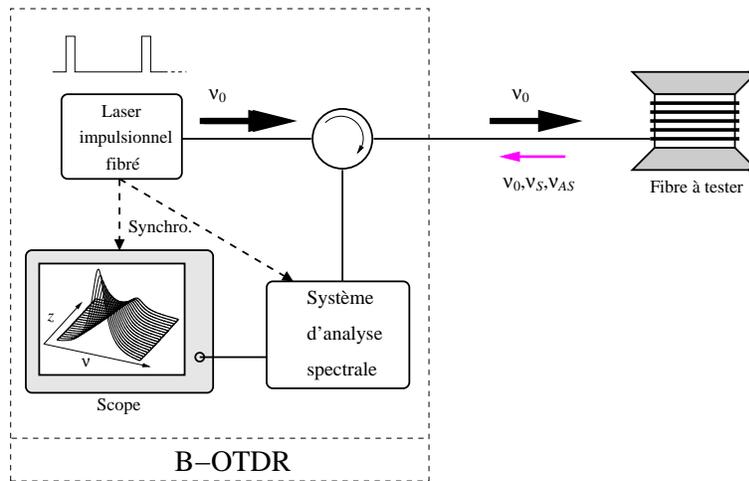


FIGURE I.37: Schéma de principe d'un B-OTDR.

Dans le génie civil, l'intérêt de ce genre de capteurs est grand. Il permet de détecter des déformations sans connaître a priori le lieu où elles risquent d'apparaître. Cependant, les appareils commerciaux utilisant ce principe offrent une résolution spatiale de 0.5 m, pour des seuils de discrimination de $5 \mu\epsilon$, performances qui demeurent insuffisantes pour des détections de fissures (étirement très localisé ≈ 1 mm) ou des mesures de fluage (de faible amplitude $\approx 10 \mu\epsilon$). L'excursion est d'environ 30 km (avec cette résolution spatiale) et la temps de mesure typiquement de 5 mesures/heure, pour satisfaire à toutes les propriétés évoquées. Ces durées de mesures sont également considérées comme trop longues pour l'instrumentation du génie civil. A cause de toutes ces limites, ce type de système de mesure est encore aujourd'hui l'objet d'une recherche intense.

Après avoir étudié en détail la diffusion Brillouin dans le chapitre II, nous présenterons en détail les différents dispositifs permettant de réaliser une mesure répartie de fréquence Brillouin par un état de l'art détaillé dans le chapitre III.

I.F Récapitulatif des performances des capteurs présentés dans ce chapitre

Pour conclure ce chapitre, nous pouvons résumer dans le tableau I.1 quelques unes des caractéristiques des capteurs présentés, . Les capteurs classiques offrent des performances comparables aux CFO ponctuels reposant sur des technologies interférométriques ou à base de réseaux de Bragg. La grande quantité de capteurs électroniques déjà installés sur le terrain leur donne un avantage considérable par rapport aux CFO. Cependant, les capteurs répartis apportent un vraie rupture technologique : la continuité de la zone de mesure. En effet, avec ceux-ci, il n'est pas nécessaire de connaître préalablement la position d'un événement pour mesurer les variations des mesurandes qui en résultent. Ceci peut être très utile pour mesurer les déformations induites par les fissures dans les éléments en béton par exemple. La contrepartie est que la résolution spatiale des capteurs Brillouin est pour l'instant insuffisante pour détecter ce genre d'événements très localisés : une résolution centimétrique serait idéale pour cette application. Pour des mesures de fluage, le seuil de discrimination et la fiabilité des mesures sont encore légèrement insuffisants : une reproductibilité de quelques $\mu\epsilon$ serait recommandée.

TABLE I.1: Tableau des performances comparées des capteurs classiques et des capteurs optiques ponctuels et répartis.

	Résolution Spatiale	Excursion	Discrimination T	Discrimination ϵ	Fidélité T	Fidélité ϵ
CCV	-	-	-	0.1 $\mu\epsilon$	-	1 $\mu\epsilon$
LVDT	-	-	-	0.1 $\mu\epsilon$	-	1 $\mu\epsilon$
Thermocouple	-	-	0.1 °C	-	0.5 °C	-
PT100	-	-	0.01 °C	-	0.1 °C	-
Cavité FP	-	-	0.1 °C	1 $\mu\epsilon$	0.5 °C	5 $\mu\epsilon$
Bragg	-	-	0.1 °C	1 $\mu\epsilon$	0.5 °C	5 $\mu\epsilon$
OFDR	1 cm	500 m	0.1 °C	1 $\mu\epsilon$	1 °C	10 $\mu\epsilon$
R-OTDR	1 m	20 km	0.1 °C	-	1 °C	-
B-OTDR(R ou A)	0.5 m	30 km	0.2 °C	4 $\mu\epsilon$	1 °C	20 $\mu\epsilon$

Bibliographie

- [1] Philippe Donnaes. Le viaduc de millau sur écoute. *Chantiers de France*, 375 :14–16, 2004.
 - [2] www.campbellsci.co.uk.
 - [3] D. R. Coutts, J. Wang, and J. G. Cai. Monitoring and analysis of results for two strutted deep excavations using vibrating wire strain gauges. *Tunnelling and Underground Space Technology*, 16(2) :87 – 92, 2001.
 - [4] Y. Kano, S. Hasebe, C. Huang, and T. Yamada. New type linear variable differential transformer position transducer. *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, 38(2) :407–409, Apr 1989.
 - [5] B. Shen, A. King, and H. Guo. Displacement, stress and seismicity in roadway roofs during mining-induced failure. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 45(5) :672 – 688, 2008.
 - [6] www.roctest.com.
 - [7] Grant R. Fowles. *Introduction to modern optics*, chapter 6, page 153. Dovez, New York, USA, 1975.
 - [8] Govind P. Agrawal. *Non-linear fiber optics*, chapter Introduction, page 11. Academic Press, San Diego, USA, 2001.
 - [9] Robert W. Boyd. *Non-linear optics, 3rd Edition*, chapter 1, page 2. Academic Press, San Diego, USA, 2008.
 - [10] Association Française de Normalisation. Spécification générique pour les capteurs à fibres optiques.
 - [11] Jean-Marie Caussignac, Mohamed Barbachi, and Alain Chabert. Bridge bearings equipped with optical fiber sensor for measuring vertical load through the support. In Larryl K. Matthews, editor, *Smart Structures and Materials 1996 : Smart Systems for Bridges, Structures, and Highways*, volume 2719, pages 220–228. SPIE, 1996.
 - [12] P. Wierzba and B.B. Kosmowski. Polarimetric sensors for weigh-in motion of road vehicles. *Opto-Electronical Review*, 8 :181–187, 2000.
 - [13] Yang Zhao and Farhad Ansari. Quasi-distributed fiber-optic strain sensor : principle and experiment. *Appl. Opt.*, 40(19) :3176–3181, 2001.
 - [14] www.smartec.ch.
 - [15] P. Ferdinand. Capteurs à fibres optiques à réseaux de bragg. *Les Techniques de l'Ingénieur, Traité Mesures et contrôle*, R 6 735 :1–24, 2008.
 - [16] Eric Udd. *Fiber optic sensors*. Wiley, 2005.
 - [17] James Dupont. *Comportements de capteurs à fibres optiques, noyés ou fixés en surface d'ouvrage en béton*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure des Ponts et Chaussées, Paris/Marne-la-Vallée, 2002.
 - [18] C Crunelle, M Wuilpart, C Caucheteur, and P Megret. A quasi-distributed temperature sensor interrogated by a wavelength-sensitive optical time-domain reflectometer. *Measurement Science and Technology*, 20(2) :027001 (6pp), 2009.
-

-
- [19] M. K. Barnoski and S. M. Jensen. Fiber waveguides : a novel technique for investigating attenuation characteristics. *Appl. Opt.*, 15(9) :2112–2115, 1976.
- [20] Izumi Sankawa, Shin ichi Furukawa, Yahei Koyamada, and Hisashi Izumita. Fault-locating technique for in-service 1 :98 branched optical networks using an amplified optical time-domain reflectometer. In *Optical Fiber Communication*, page WN8. Optical Society of America, 1991.
- [21] U. Glombitza and E. Brinkmeyer. Coherent frequency-domain reflectometry for characterization of single-mode integrated-optical waveguides. *Lightwave Technology, Journal of*, 11(8) :1377–1384, Aug 1993.
- [22] Brian Soller, Dawn Gifford, Matthew Wolfe, and Mark Froggatt. High resolution optical frequency domain reflectometry for characterization of components and assemblies. *Opt. Express*, 13(2) :666–674, 2005.
- [23] Mark Froggatt and Jason Moore. High-spatial-resolution distributed strain measurement in optical fiber with rayleigh scatter. *Appl. Opt.*, 37(10) :1735–1740, 1998.
- [24] Mark E. Froggatt, Dawn K. Gifford, Stephen T. Kreger, Matthew S. Wolfe, and Brian J. Soller. Distributed strain and temperature discrimination in unaltered polarization maintaining fiber. In *Optical Fiber Sensors*, page ThC5. Optical Society of America, 2006.
- [25] J. P. Dakin, D. J. Pratt, G. W. Bibby, and J. N. Rose. Distributed antistokes ratio thermometry. In *Optical Fiber Sensors*, page PDS3. Optical Society of America, 1985.
- [26] Mostafa Ahangrani Farahani and Torsten Gogolla. Spontaneous raman scattering in optical fibers with modulated probe light for distributed temperature raman remote sensing. *J. Lightwave Technol.*, 17(8) :1379, 1999.
- [27] S. Grosswig, E. Hurtig, S. Luebbecke, and B. Vogel. Pipeline leakage detection using distributed fibre optical temperature sensing. In M. Voet, R. Willsch, W. Ecke, J. Jones, and B. Culshaw, editors, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 5855 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 226–229, May 2005.
- [28] Glynn R. Williams, George Brown, William Hawthorne, Arthur H. Hartog, and Peter C. Waite. Distributed temperature sensing (dts) to characterize the performance of producing oil wells. In Anbo Wang and Eric Udd, editors, *Industrial Sensing Systems*, volume 4202, pages 39–54. SPIE, 2000.
- [29] R.M. Odic, R.I. Jones, and R.P. Tatam. Distributed temperature sensor for aeronautic applications. In *Optical Fiber Sensors Conference Technical Digest, 2002. OFS 2002, 15th*, pages 459–462 vol.1, 2002.
- [30] J. Downes and H.Y. Leung. Distributed temperature sensing worldwide power circuit monitoring applications. In *Power System Technology, 2004. PowerCon 2004. 2004 International Conference on*, volume 2, pages 1804–1809 Vol.2, Nov. 2004.
- [31] www.sensornet.co.uk.
- [32] T. Kurashima, T. Horiguchi, H. Ohno, and H. Izumita. Strain and temperature characteristics of brillouin spectra in optical fibers for distributed sensing techniques. In *Optical Communication, 1998. 24th European Conference on*, volume 1, pages 149–150 vol.1, Sep 1998.
-

- [33] P. C. Wait and T. P. Newson. Landau placzek ratio applied to distributed fibre sensing. *Optics Communications*, 122(4-6) :141 – 146, 1996.

Chapitre II

La diffusion Brillouin dans les fibres optiques

Ce chapitre détaille le processus de diffusion Brillouin dans les fibres optiques. Après l'avoir décrit d'un point de vue phénoménologique dans une première partie, nous présenterons les principales caractéristiques du spectre de rétro-diffusion Brillouin. Grâce à des modélisations numériques confirmées par l'expérience, nous montrerons que, selon leur composition chimique, certaines fibres optiques peuvent présenter des spectres de diffusion très différents, avec éventuellement plusieurs pics Brillouin d'intensités comparables. Enfin nous nous intéresserons quantitativement à la rétro-diffusion Brillouin, et montrerons combien la polarisation peut influencer la mesure du gain Brillouin. Cette étude sera validée par la caractérisation d'une fibre à maintien de polarisation de type PANDA.

II.A Les différents régimes de diffusion Brillouin

Dans cette partie, nous allons décrire en détail le processus de diffusion Brillouin et ses différents régimes :

- la diffusion Brillouin Spontanée,
- la diffusion Brillouin Stimulée,
- la diffusion Brillouin Spontanée amplifiée qui résulte de l'amplification de la diffusion spontanée par diffusion Brillouin stimulée.

Ces trois processus sont indissociables et apparaissent tous les trois simultanément en pratique. Cependant, il est intéressant de présenter phénoménologiquement les diffusions Brillouin spontanée et stimulée, avant d'introduire le système d'équations qui régit la diffusion Brillouin dans son ensemble.

II.A.1 La diffusion Brillouin spontanée

Dans tout matériau (gaz liquide ou solide), à température non-nulle ($T > 0$ °K), il existe une agitation thermique à l'origine de la création d'ondes mécaniques (ou "acoustiques"), à toutes les fréquences ν_A . Celles-ci sont quantifiées par des particules appelées

phonons dont le nombre moyen \bar{n} est donné par la loi de Bose-Einstein :

$$\bar{n} = (e^{\frac{h\nu_A}{k_B T}} - 1)^{-1} \quad (\text{II.1})$$

où k_B et h sont respectivement les constantes de Boltzman et de Planck. On peut classer ces ondes mécaniques en deux catégories : les hautes fréquences (> 1 THz) correspondent aux phonons *optiques* et les basses fréquences (< 1 THz) aux phonons *acoustiques*. Certains phonons acoustiques, suivant leur fréquence ν_A et leur vecteur d'onde \vec{q} , sont susceptibles de se coupler avec des photons (de fréquence ν_P et de vecteur d'onde \vec{k}_p) se propageant dans le milieu pour former une nouvelle onde optique de fréquence ν et de vecteur d'onde \vec{k} :

$$\nu = \nu_p \pm \nu_A \quad (\text{II.2})$$

$$\vec{k} = \vec{k}_p \pm \vec{q} \quad (\text{II.3})$$

1. Lorsque " \pm " est un "-", l'onde créée est appelée onde Stokes. Il s'agit, du point de vue de la mécanique quantique, de l'émission d'un phonon.
2. Lorsque " \pm " est un "+", on parlera d'onde anti-Stokes, correspondant à l'absorption d'un phonon.

Les fréquences des ondes acoustiques considérées étant de l'ordre de 10 GHz, on peut donc considérer que $\nu_a \ll \nu_p$ et donc $\|\vec{k}\| \approx \|\vec{k}_p\|$. De l'équation (II.3), on peut alors en tirer la relation :

$$\|\vec{q}\| = 2\|\vec{k}_p\|\sin(\theta/2) \quad (\text{II.4})$$

où θ est l'angle entre \vec{k}_p et \vec{k} . Dans une fibre optique monomode, les seuls angles admissibles

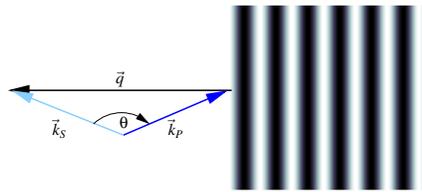


FIGURE II.1: Illustration de la condition nécessaire sur les vecteurs d'onde pour le couplage de l'onde pompe avec une onde acoustique : cas d'une onde Stokes, dont le vecteur d'onde obtenu est noté \vec{k}_S . D'après Boyd [1]

sont $\theta = 0$ et $\theta = \pi$. Si l'on suppose que $\theta = 0$, on obtient immédiatement $\vec{q} = \vec{0}$. La direction opposée ($\theta = \pi$) à l'onde incidente (ou onde *pompe*) est donc la seule direction de diffusion admissible : on parle de rétro-diffusion Brillouin. En utilisant ce dernier résultat, ainsi que les relations entre les vecteurs d'ondes et les fréquences, il vient immédiatement la relation de couplage suivante :

$$\nu_a = \frac{2n_{eff}V_A}{\lambda_0} \quad (\text{II.5})$$

où n_{eff} est l'indice effectif des ondes optiques à la longueur d'onde λ_0 et V_A est la vitesse des ondes acoustiques. La fréquence ν_a est dans ce cas notée ν_B et appelée fréquence Brillouin. La diffusion Brillouin spontanée est le simple résultat de la diffraction de l'onde pompe par un réseau épais d'indice formé par l'onde acoustique (effet photo-élastique), 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 $\nu_P + \nu_B$.

II.A.2 La diffusion Brillouin stimulée

Il existe, dans le matériau (silice) un phénomène appelé électrostriction consistant en la déformation (courbure) du matériau au passage d'une onde d'intensité électromagnétique (Figure II.2). Comme décrit par la figure II.3, lorsque deux ondes pompe et Stokes sont simultanément présentes dans le matériau, elles forment un battement d'intensité électromagnétique. L'enveloppe de ces interférences vibre à la fréquence ν_B et se propage à la vitesse V_A dans le sens de l'onde pompe. Par électrostriction, une nouvelle onde acoustique de fréquence ν_B et de vitesse V_A est créée. Elle est donc en mesure de se coupler à l'onde pompe, pour former une nouvelle onde Stokes, etc... Ce processus se traduit, de façon macroscopique, par un transfert d'énergie de l'onde pompe vers l'onde Stokes et peut être résumé schématiquement comme sur la figure II.4.

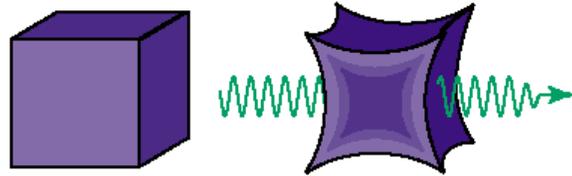


FIGURE II.2: Électrostriction

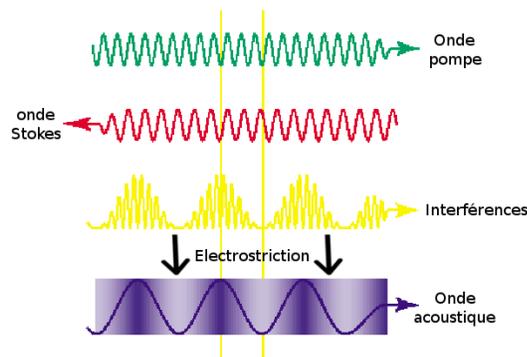


FIGURE II.3: Émission d'un phonon à partir de deux photons par électrostriction. D'après [6].

Ce phénomène *en boucle*, appelé diffusion Brillouin stimulée (DBS), est responsable de l'amplification Brillouin de l'onde Stokes par l'onde pompe. On peut décrire simplement la DBS dans les fibres optiques, en présence éventuelle de pertes passives (coefficient de perte linéique α), par un système de deux équations couplées sur les intensités optiques

I_P et I_S [3], qui sera discuté dans le prochain paragraphe :

$$-\frac{dI_S}{dz} = g_B I_P I_S - \alpha I_S \quad (\text{II.6})$$

$$\frac{dI_P}{dz} = -g_B I_P I_S - \alpha I_S \quad (\text{II.7})$$

g_B étant le gain Brillouin défini par la relation suivante :

$$g_B = \frac{2\pi^2 n^7 p_{12}^2 T_B}{c \lambda_0^2 \rho v_A} \quad (\text{II.8})$$

où p_{12} est un coefficient du tenseur photo-élastique (évoqué dans le chapitre précédent), n est l'indice optique, ρ_0 la densité volumique du matériau, c la célérité de la lumière dans le vide, et T_B le temps de vie des phonons dans le matériau, aussi appelé temps Brillouin. Ces équations décrivent le transfert d'énergie de l'onde pompe à l'onde sonde via un premier terme ; un deuxième terme décrit l'atténuation de chacune des ondes lors de la propagation dans la fibre optique. Les ondes acoustiques (ou phonons) sont atténuées par la viscosité du matériau et l'évolution de leur enveloppe est en $\exp(-t/T_B)$. Cette atténuation confère un profil lorentzien au spectre du gain Brillouin de largeur $\Gamma = 2\pi/T_B$, comme nous le verrons dans le chapitre suivant.

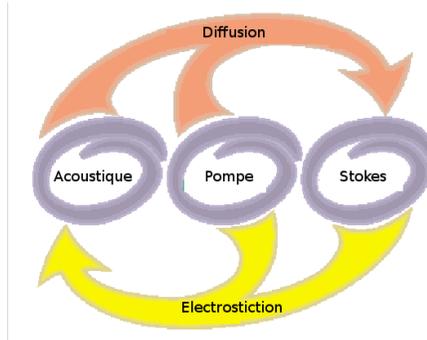


FIGURE II.4: Principe de la diffusion Brillouin stimulée. D'après [6].

II.A.3 Les équations de la diffusion Brillouin (cas général)

Les équations de Maxwell (présentées dans le chapitre I) conduisent à l'équation de propagation sur le champ électrique :

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (\text{II.9})$$

Pour l'étude de la diffusion Brillouin¹, \mathbf{P}_{NL} s'exprime en fonction de la variation de densité volumique $\Delta\rho^2$ autour de sa valeur moyenne ρ_0 , et du champ électrique, comme suit :

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \Delta\epsilon \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{\gamma}{\rho_0} \Delta\rho(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (\text{II.10})$$

-
1. Ce terme est différent suivant l'effet non linéaire que l'on étudie : effet Kerr, effet Raman...
 2. Nous utiliserons ρ à la place de $\Delta\rho$ dans la suite pour alléger les notations.
-

où γ est lié au coefficient du tenseur élasto-optique p_{12} (voir définition au chapitre I), par la relation :

$$\gamma = \rho_0 \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} = n^4 \epsilon_0 p_{12} \quad (\text{II.11})$$

La densité volumique vérifie, quant à elle, l'équation suivante³ :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \Gamma \nabla^2 \frac{\partial \rho}{\partial t} + V_A^2 \nabla^2 \rho = -\frac{\gamma}{2} \nabla^2 \mathbf{E}_{total}^2 + \tilde{f} \quad (\text{II.12})$$

\tilde{f} est un terme stochastique de source de phonons “spontanés” (générés par l'agitation thermique) vérifiant :

$$\langle f(z, t) f^*(z', t') \rangle = \frac{2\rho_0 \Gamma \hbar \Omega (1 + \bar{n})}{V_A^2 A} \langle \delta(z - z') \delta(t - t') \rangle$$

où f est défini par :

$$\tilde{f} = -i\Omega f e^{i(qz - \Omega t)} + c.c.$$

si q et Ω sont respectivement la constante de propagation et la pulsation de l'onde acoustique. $[-\gamma/2\nabla^2 \mathbf{E}_{total}^2]$ est le terme qui caractérise l'électrostriction : une production de phonons liée aux interférences des champs électriques E_P et E_S . Γ est le coefficient d'atténuation des ondes acoustiques qui permet de définir le temps de vie des phonons précédemment évoqué. On réalise ensuite des hypothèses sur la forme de la densité volumique (ondes acoustiques). On considère que celle-ci est obtenue comme la superposition d'un nombre fini de modes guidés dans la fibre optique. La relation de couplage (équation (II.5)) doit alors être modifiée en tenant compte des vitesses effectives de propagation de chaque mode (vitesses de phase acoustiques) V_m :

$$\nu_m = \frac{2n_{eff} V_m}{\lambda} \quad (\text{II.13})$$

On propose ensuite la forme du champ électrique en séparant la partie “pompe” de la partie “Stokes”. La forme de l'onde Stokes est décomposée en ondes monochromatiques correspondant aux couplages possibles avec les modes acoustiques dans la structure (voir équation (II.3)).

$$\rho(r, z, t) = -\frac{1}{2} \sum_{m=1}^M \rho_m(z, t) \xi_m(r) e^{i(\Omega_m t - \beta_{ac} z)} + c.c. \quad (\text{II.14a})$$

$$\mathbf{E}(r, z, t) = \mathbf{E}_P(r, z, t) + \mathbf{E}_S(r, z, t) \quad (\text{II.14b})$$

$$= \mathbf{e}_p \frac{1}{2} F(r) \left(E_P(z, t) e^{i[(\omega_P)t - \beta z]} + \sum_{m=1}^M E_S(z, t) e^{i[(\omega_P - \Omega_m)t + \beta z]} \right) \quad (\text{II.14c})$$

3. L'équation mécanique (II.12) n'est vraie que pour les fluides visqueux. Les ondes dans les milieux solides sont régies par une équation plus complexe, faisant intervenir le “cisaillement”. Cependant, dans la section suivante, nous montrerons que l'emploi de l'équation ici présentée est suffisant.

Ici, un seul et unique profil $F(r)$ est attribué aux ondes pompe et Stokes, car la fibre optique est monomode et les longueurs d'onde de celles-ci sont très voisines. Les profils $\xi_m(r)$ sont les profils des M modes acoustiques guidés à symétrie de révolution. De façon rigoureuse, nous devrions considérer également les modes ayant une dépendance en θ (paramètre azimutal des coordonnées cylindriques), mais comme nous le verrons plus tard, seuls les modes acoustiques ayant un recouvrement non-nul avec le mode optique interviennent dans la diffusion Brillouin.

Si l'on suppose que les enveloppes optiques E_P et E_S varient lentement, en l'absence de pertes, on obtient, après élimination des termes en dérivées secondes, le système à trois ondes qui suit :

$$\frac{\partial E_P}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial E_P}{\partial t} = \frac{i\gamma\omega_0}{4\rho_0nc} \sum_i^M \rho_m \xi_m E_{Sm} \quad (\text{II.15a})$$

$$\frac{\partial E_{Sm}}{\partial z} - \frac{n}{c} \frac{\partial E_{Sm}}{\partial t} = \frac{-i\gamma\omega_0}{4\rho_0nc} \rho_m^* \xi_m E_P \quad (\text{II.15b})$$

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \Gamma \nabla^2 \frac{\partial \rho}{\partial t} + V_A^2 \nabla^2 \rho = -\frac{\gamma}{2} \nabla^2 \mathbf{E}_{total}^2 + f \quad (\text{II.15c})$$

Dans ce système, le paramètre ω_0 en facteur est considéré comme étant "la" fréquence optique (puisque les fréquences associées à l'onde Stokes et à l'onde pompe sont très proches).

La diffusion est caractérisée par les seconds membres des équations optiques. Elle est dite **spontanée** tant que le terme d'électrostriction est petit. Le terme de création de phonons est alors la seule source dans l'équation des ondes mécaniques, et le système est dans ce cas linéaire. Elle est dite **stimulée**, dès lors qu'on ne néglige plus le terme d'électrostriction. Le système obtenu est alors non-linéaire. Lorsqu'une onde "sonde" contra-propagative est introduite par la deuxième extrémité de la fibre, son intensité perçoit un gain linéique $g_B I_P$ durant sa propagation, si l'on néglige le terme de création de phonons. En l'absence d'onde sonde injectée, le processus est initié par la source de phonons f . L'onde E_S ainsi créée est alors immédiatement amplifiée par diffusion stimulée. Si cette amplification est forte, on préfère dans ce cas parler de diffusion spontanée amplifiée⁴.

C'est précisément ce phénomène qui limite les puissances dans plusieurs domaines d'application des fibres optiques, comme les lasers ou les amplificateurs à fibres, voire autrefois les transmissions. En effet, si l'on utilise une forte puissance de pompe dans une fibre très longue, la pompe optique peut être déplétée significativement, et l'onde rétro-diffusée peut devenir très puissante. Ainsi, Smith dans [4] a défini la puissance de seuil Brillouin P_{th} , pour laquelle la déplétion atteint 3 dB en bout de fibre. Selon la longueur de la fibre optique considérée le seuil peut être déterminé via la relation :

$$P_{th} g_B L_{eff} / A_{eff} \approx \bar{G} \quad (\text{II.16})$$

où \bar{G} est une constante sans dimension dépendant de la longueur de la fibre (≈ 21 pour $L = 100$ m) définie par [5], L_{eff} la longueur effective de la fibre, et A_{eff} l'aire effective du

4. On parle parfois de diffusion stimulée engendrée par le bruit.

mode optique se propageant dans la fibre. Ces deux derniers paramètres sont définis par les relations :

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad (\text{II.17})$$

$$A_{eff} = \frac{2\pi \left[\int_0^\infty F(r)^2 r dr \right]^2}{\int_0^\infty F(r)^4 r dr} = \frac{\langle F^2(r) \rangle^2}{\langle F^4(r) \rangle} \quad (\text{II.18})$$

où $F(r)$ est toujours la distribution transverse de l'enveloppe du champ (supposée à symétrie de révolution : mode LP_{01}). L'aire à utiliser dans l'équation (II.16) n'est en fait pas A_{eff} , car cette relation était obtenue par un raisonnement sur des ondes électromagnétiques et acoustiques planes. En effet, comme dans [6], on peut exprimer le second terme de (II.12) en fonction du profil radial de champ optique F :

$$\nabla^2 \mathbf{E}_{total}^2 = -\frac{1}{2} F^2(r) E_P E_S^* q^2 e^{i(\Omega t - \beta_{ac} z)} + c.c. \quad (\text{II.19})$$

Si l'on reprend la forme du champ de densité volumique proposée dans le système (II.14), le profil radial du mode m $\xi_m(r)$ vérifie l'équation acoustique non atténuée suivante (que nous reverrons par la suite en détail) :

$$\nabla_{\perp}^2 \xi_m(r) + \left[\frac{\Omega_m^2}{V_A^2(r)} - \beta_{ac}^2 \right] \xi_m(r) = 0 \quad (\text{II.20})$$

Il vient ensuite, après substitution et intégration suivant le plan de section principale, l'expression de la variation linéique de la densité $\rho_m(z, t)$:

$$\rho_m(z, t) = \frac{\gamma \beta_{ac}^2 E_P(z, t) E_S^*(z, t) \langle \xi_m(r) F^2(r) \rangle}{2(\Omega_m^2 - \omega^2 + i\Omega \Gamma \beta_{ac}^2) \langle \xi_m^2(r) \rangle} \quad (\text{II.21})$$

Après ré-injection de $\rho_m(z, t)$ dans les équations sur les champs électriques (II.15) on retrouve les équations de gain, aux fréquences $\nu_m = \Omega_m/2\pi$ des modes acoustiques (voir [6]) comme dans (II.6) mais cette fois en termes de puissances P_P et P_{Sm} :

$$\frac{dP_P}{dz} = -\alpha P_P - g_B/A_m^{ao} P_P P_{Sm} \quad (\text{II.22})$$

$$-\frac{dP_{Sm}}{dz} = -\alpha P_{Sm} + g_B/A_m^{ao} P_P P_{Sm} \quad (\text{II.23})$$

en définissant ainsi l'aire de couplage acousto-optique avec le mode m :

$$A_m^{ao} = \frac{\langle \xi_m^2(r) \rangle \langle F^2(r) \rangle^2}{\langle \xi_m(r) F^2(r) \rangle^2} \quad (\text{II.24})$$

On peut définir l'efficacité Brillouin C_B (par analogie avec l'efficacité Raman). Elle est donnée localement au voisinage de Ω_m par :

$$C_B = g_B/A_m^{ao} \quad (\text{II.25})$$

ou plus globalement, sur l'ensemble du domaine des fréquences (toujours à partir des résultats précédents), on peut définir le spectre de l'efficacité comme une somme de lorentziennes centrées sur les fréquences ν_m des différents modes acoustiques, pondérées par les aires de couplages de ceux-ci avec le mode optique :

$$C(\nu) = \sum_{m=1}^M g_B/A_m^{ao} \frac{(\Gamma/2)^2}{(\Gamma/2)^2 + (\nu - \nu_m)^2} \quad (\text{II.26})$$

Les équations que nous venons de présenter montrent que dans une fibre optique, plusieurs couplages acousto-optiques peuvent être possibles, entraînant des spectres d'efficacité Brillouin à plusieurs pics. **Pour déterminer la forme du spectre d'efficacité d'une fibre, il est donc nécessaire de connaître les profils des modes acoustiques guidés, et leurs fréquences propres, ainsi que le profil du mode optique et son indice effectif associé, suivant la longueur d'onde de travail.** La section suivante s'attache donc à déterminer tous ces paramètres.

II.B Étude spectrale de la diffusion Brillouin

II.B.1 Modélisation des spectres de rétro-diffusion spontanée

Comme nous l'avons dit précédemment, la diffusion Brillouin spontanée est liée à la diffraction de l'onde pompe par un réseau d'indice mobile, engendré par une onde acoustique. Les équations optiques conduisant à la détermination du mode optique, et les équations mécaniques permettant de déterminer la structure des ondes acoustiques, peuvent être résolues séparément.

II.B.1.a Détermination des paramètres opto-mécaniques des fibres

Le dopage des fibres optiques en silice par divers composés (GeO_2 par exemple) est responsable des variations locales des paramètres optiques et mécaniques des fibres optiques. Les effets des principaux dopants sur l'indice optique et les vitesses acoustiques⁵ sont fournis dans le tableau II.1. Ces résultats ont été obtenus par Jen *et al.*[7], à partir des mesures vibratoires sur des portions de préformes. Connaissant la composition chimique d'une fibre, on est donc capable d'en déduire ses paramètres opto-acoustiques.

Cependant, il est difficile, pour des raisons de concurrence évidentes, d'obtenir les concentrations locales des différents dopants dans les fibres optiques commerciales. Cela nécessite donc généralement des analyses chimiques complexes et souvent imprécises. Elles peuvent être menées sur les préformes avant tirage des fibres, mais le tirage peut modifier la répartition des dopants. Il est également possible de les réaliser directement sur des échantillons de fibres, le problème étant alors la résolution de la mesure, qui doit être largement sub-micronique, si l'on désire observer des gradients de concentrations sur des cœurs souvent de l'ordre de quelques microns. En pratique, $1 \mu\text{m}$ est la résolution proposée

5. Le tableau donne deux vitesses acoustiques associées respectivement à la dilatation et au cisaillement. Si l'on suit notre hypothèse de départ, en gardant l'équation des fluides visqueux, le cisaillement n'apparaît pas. La vitesse V_A évoquée jusque là est donc égale à V_D . Cependant, nous montrons en annexe que nous sommes capable de prendre le cisaillement en compte lors des calculs de modes acoustiques.

TABLE II.1: Effet de différents dopants couramment utilisés sur les paramètres opto-acoustiques : l'indice n et les vitesses acoustiques de dilatation V_D , et de cisaillement V_S (D'après [7, 3])

Dopant	$\Delta n\%/wt.\%$	$V_S\%/wt.\%$	$V_D\%/wt.\%$
GeO_2	+0.056	-0.49	-0.47
F	-0.31	-3.1	-3.6
P_2O_5	+0.020	-0.41	-0.31
TiO_2	+0.23	-0.45	-0.59
Al_2O_3	+0.063	+0.21	+0.42
B_2O_3	-0.033	-1.18	-1.23

par les laboratoires capables de fournir ce type d'étude, avec un pas d'échantillonnage qui peut aller jusqu'à une demi résolution. Il est donc souvent plus pertinent de réaliser des mesures locales d'indice optique, qui garantissent une résolution inférieure à $0.5 \mu\text{m}$ et un pas d'échantillonnage du dixième de micron (voir figure II.5) par des techniques de champ proche, comme celle utilisée par le banc EXFO-NR-6200 de la société EXFO [9]. En effet, bien des fibres présentent un dopage au GeO_2 uniquement, et l'on peut donc directement remonter aux concentrations à partir des indices, puis en déduire (figure II.6) les paramètres mécaniques (vitesses), grâce au tableau II.1.

Si par contre la fibre présente un co-dopage, une analyse chimique est nécessaire, que l'on pourrait ensuite interpoler grâce à une mesure d'indice.

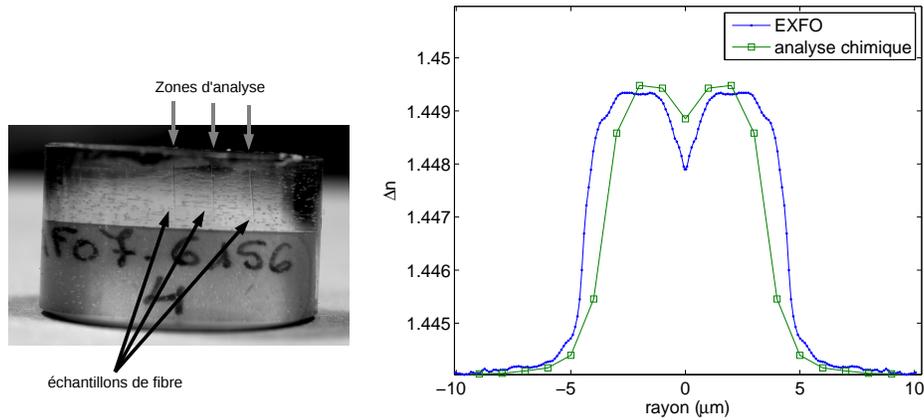


FIGURE II.5: (Gauche) Mise en place des fibres pour l'analyse : des échantillons sont insérés dans un bloc de résine. La partie supérieure est polie, et sur chaque échantillon, on évalue le profil d'un dopant particulier. (Droite) Profil d'indice d'une fibre SMF28 mesuré par le banc EXFO, comparé à un profil déduit d'une analyse chimique de la teneur locale en germanium.

Nous allons donc, à partir de ces données opto-mécaniques locales, déduire toutes les informations nécessaires à la modélisation du spectre de gain Brillouin dans les fibres optiques. Pour ce faire, nous allons nous restreindre à l'étude des fibres à symétrie de révolution. Nous découperons, comme il est présenté sur la figure II.6, la section de la fibre en parties annulaires, de frontières délimitées par les rayons intérieurs r_{i-1} et extérieurs

r_i . A chaque zone sont attribués des paramètres optique (indice) et mécaniques (vitesse(s) acoustique(s)) homogènes.

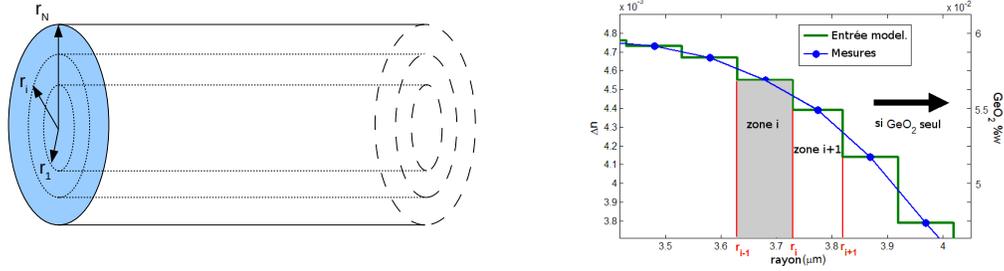


FIGURE II.6: (Gauche) Mode de découpage en anneau de la fibre. (Droite) On attribue un palier d'indice à chaque point de mesure d'indice. On obtient ainsi plusieurs zones d'indice constant, que l'on considère également à concentration constante en dopant(s). Dans le cas d'un dopant unique (souvent Germanium), on peut alors directement déduire les paramètres mécaniques par le tableau II.1

II.B.1.b Caractérisation des modes optiques guidés dans une fibre optique à symétrie de révolution

Morishita *et al.*[10] donnent une méthode efficace pour calculer l'indice et le profil d'un mode optique à une longueur d'onde donnée, à partir du profil d'indice d'une fibre optique, se déroulant en quatre étapes :

1. le découpage de leur structure en domaines annulaires d'indice uniforme,
2. l'expression des solutions analytiques sur chaque domaine,
3. l'établissement de conditions aux limites successives à chaque frontière de domaine,
4. des conditions de convergence des solutions obtenues, au centre de la fibre, et à l'infini.

A l'intérieur d'une couche, on se trouve dans un milieu homogène de permittivité ϵ_i . On peut donc écrire l'équation de propagation pour les amplitudes des composantes longitudinales du champ électrique \mathbf{E}_z et du champ magnétique \mathbf{H}_z :

$$\Delta_t \begin{bmatrix} \mathbf{E}_z \\ \mathbf{B}_z \end{bmatrix} + (\omega^2 \mu_0 \epsilon_i - \beta^2) \begin{bmatrix} \mathbf{E}_z \\ \mathbf{B}_z \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{II.27})$$

où ω est la pulsation de l'onde, β est sa constante de propagation et μ_0 est la permittivité magnétique du vide (les matériaux sont supposés non-magnétiques). Les composantes transverses peuvent être déterminées à partir des composantes longitudinales et leur dérivée via des relations données en annexe A. On ne cherche ici, pour une onde monochromatique, que le mode fondamental LP₀₁ (fibre monomode) qui est à symétrie de révolution (fibre standard fabriquée par une technique classique de PCVD). On obtient donc, comme le montre Marcuse dans [11], pour l'enveloppe de l'un ou l'autre de ces champs, une fonction $F(r)$ qui vérifie l'équation suivante, exprimée en coordonnées cylindriques :

$$\frac{d^2 F(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF(r)}{dr} + (\omega^2 \mu_0 \epsilon_i - \beta^2) F(r) = 0 \quad (\text{II.28})$$

où k_0 est le module du vecteur d'onde dans le vide et n_i l'indice du $i^{\text{ème}}$ domaine. On se trouve alors confronté à deux cas suivant le signe de $[\omega^2 \mu_0 \epsilon_i - \beta^2]$ ($= k_0^2 n_i^2 - \beta^2$) :

1. $k_0^2 n_i^2 - \beta^2 > 0$.

Dans ce cas, l'ensemble des solutions est de la forme :

$$F(r) = A J_0(\chi_i r) + B Y_0(\chi_i r) \quad (\text{II.29})$$

avec :

$$\chi_i = \sqrt{k_0^2 n_i^2 - \beta^2}$$

où A et B sont des constantes dépendant des conditions aux limites, et J_0 et Y_0 des fonctions de Bessel respectivement de première et deuxième espèce.

2. $k_0^2 n_i^2 - \beta^2 < 0$.

On définit dans ce cas χ_i de la façon suivante :

$$\chi_i = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_i^2}$$

et les solutions sont alors de la forme :

$$F(r) = A I_0(\chi_i r) + B K_0(\chi_i r) \quad (\text{II.30})$$

où I_0 et K_0 des fonctions de Bessel modifiées respectivement de première et deuxième espèce.

On peut rappeler à ce stade que le signe de $[k_0^2 n_i^2 - \beta^2]$, dans la zone considérée, dépend de la constante de propagation β de l'onde et donc de son indice effectif. En effet :

$$\beta = k_0 n_{eff} = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda_0} \quad (\text{II.31})$$

Considérons, par exemple, deux domaines annulaires (fibre à saut d'indice), d'indices respectifs n_1 et n_2 . On cherche donc un mode dont l'indice effectif n_{eff} est tel que $n_1 > n_{eff} > n_2$. Le premier domaine est décrit par le cas 1 et le deuxième par le cas 2, tous deux exposés ci-dessus. On connaît donc immédiatement la forme des solutions sur chaque domaine. Mais celles-ci doivent également vérifier une condition de continuité en leur frontière $r = r_c$, ainsi que leur dérivée spatiale par rapport au paramètre radial r afin que toutes les composantes des champs électriques et magnétiques soient continues. Cela donne, en reprenant le formalisme des équations (II.29,II.30), les deux conditions suivantes :

$$A_1 J_0(\chi_1 r_c) + B_1 Y_0(\chi_1 r_c) = A_2 I_0(\chi_2 r_c) + B_2 K_0(\chi_2 r_c) \quad (\text{II.32})$$

$$A_1 \chi_1 J'_0(\chi_1 r_c) + B_1 \chi_1 Y'_0(\chi_1 r_c) = A_2 \chi_2 I'_0(\chi_2 r_c) + B_2 \chi_2 K'_0(\chi_2 r_c) \quad (\text{II.33})$$

que l'on peut réécrire sous forme matricielle (en normalisant la deuxième équation pour manipuler des grandeurs sans dimensions) :

$$\begin{pmatrix} J_0(\chi_1 r_c) & Y_0(\chi_1 r_c) \\ \frac{\chi_1}{\beta} J_0(\chi_1 r_c) & \frac{\chi_1}{\beta} Y_0(\chi_1 r_c) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_0(\chi_2 r_c) & K_0(\chi_2 r_c) \\ \frac{\chi_2}{\beta} I_0(\chi_2 r_c) & \frac{\chi_2}{\beta} K_0(\chi_2 r_c) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} \quad (\text{II.34})$$

$$\mathbf{M}_1(\beta) \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = \mathbf{M}_2(\beta) \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix}$$

Dans le cas d'une fibre à saut d'indice, le domaine 1 est défini par la condition $[0 < r < r_c]$ et le domaine 2 par $[r_c < r < +\infty]$: on considère la gaine optique comme infinie. L'approximation de la gaine infinie est légitime car on cherche ici le(s) mode(s) guidé(s) dans le cœur ; la position de la frontière extérieure de la gaine (située très loin de la frontière avec le cœur) n'a aucune influence sur leur propagation. Les divergences des fonctions de Bessel Y_0 et I_0 respectivement en $[r = 0]$ et $[r \mapsto +\infty]$ impliquent que $[B = C = 0]$. La matrice $\mathbf{P} = \mathbf{M}_1'^{-1} \mathbf{M}_2$ qui relie les coefficients des deux couches vérifie donc :

$$P_{[12]}(\beta) = 0 \quad (\text{II.35})$$

L'équation (II.35) est fondamentale, car elle constitue l'**équation de dispersion**, dont les solutions β_j sont les constantes de propagation des modes LP_{0j} .

Le cas d'une fibre à N sauts d'indice est parfaitement analogue, sous certaines conditions. Si l'on suppose que la gaine (couche la plus extérieure) n'est pas guidante, c'est-à-dire que l'indice de la gaine est inférieur à l'indice effectif du (ou des) mode(s) recherché(s), on obtient, en exprimant les conditions aux limites à chaque interface entre domaine $[r = r_i]$:

$$\mathbf{M}_i(\beta) \begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix} = \mathbf{M}_{i+1}(\beta) \begin{pmatrix} A_{i+1} \\ B_{i+1} \end{pmatrix} \quad (\text{II.36})$$

$$\begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix} = \mathbf{P}_i(\beta) \begin{pmatrix} A_{i+1} \\ B_{i+1} \end{pmatrix} \quad (\text{II.37})$$

On peut alors, de proche en proche, relier les coefficients de la première couche à ceux de la $N^{\text{ème}}$ par la relation :

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = \Pi(\beta) \begin{pmatrix} A_N \\ B_N \end{pmatrix} \quad (\text{II.38})$$

où l'on définit la matrice Π comme le produit des matrices de passage de couche en couche (\mathbf{P}_i) :

$$\Pi = \prod_{i=1}^{N-1} \mathbf{P}_i \quad (\text{II.39})$$

Avec les mêmes arguments que pour la fibre à saut d'indice (que le cœur soit guidant ou non), pour des raisons de convergence en $[r = 0]$ et $[r \mapsto +\infty]$, Π doit vérifier l'équation de dispersion :

$$\Pi_{[12]}(\beta, \omega) = 0 \quad (\text{II.40})$$

Si l'on travaille, comme nous, à une longueur d'onde de $\omega_0 = 1.56 \mu\text{m}$, on cherche les zéros de la fonction $\Pi_{[12]}(\beta, \omega_0)$. La fibre étant monomode, cette fonction possède un seul zéro β_{eff} . Dans le cas de la SMF28, on trouve $\beta_{eff} = 11.65 \mu\text{m}^{-1}$ ce qui donne un indice effectif de $n_{eff} = 1.4463$.

A un coefficient près, le couple de coefficients du cœur est :

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{II.41})$$

On est donc en mesure de calculer successivement les A_i et B_i , avec les matrices $P_i(\beta_{eff}, \omega_0)$. Ensuite, le profil $F(r)$ du champ électrique est finalement donné par :

$$F(r) = A_i X_0(\chi_i r) + B_i \bar{X}_0(\chi_i r) \quad \forall r \in [r_i, r_{i+1}] \quad (\text{II.42})$$

où $X_0 = J_0$ ou I_0 suivant le cas, et $\bar{X}_0 = Y_0$ ou K_0 .

Pour une fibre SMF28, le profil d'intensité optique $|F(r)|^2$ du mode LP_{01} calculé est tracé sur la figure II.7.

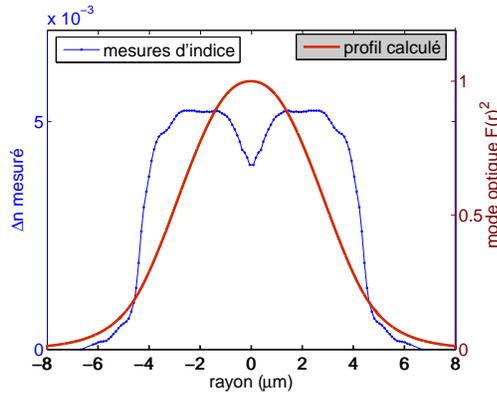


FIGURE II.7: Profil d'intensité $F^2(r)$ de la fibre SMF28, déterminé par la méthode présentée.

Cette méthode d'analyse modale numérique a également été utilisée pour tracer le diagramme de modes de la figure I.16 dans le chapitre I. Elle peut également être utilisée pour des calculs de dispersion.

II.B.1.c Caractérisation des ondes mécaniques guidées dans le cœur d'une fibre à symétrie de révolution

Comme nous l'avons présenté dans le chapitre I, dans un matériau, les ondes mécaniques (ou élastiques) sont régies par deux phénomènes distincts :

- la dilatation/compression,
- le cisaillement.

Les ondes de cisaillement et de dilatation ont des vitesses de propagation différentes dans la silice ($V_D = 6000\text{m.s}^{-1}$ pour la dilatation, et $V_S = 3700\text{m.s}^{-1}$ pour le cisaillement). Les couplages aux frontières de ces deux types d'ondes mécaniques engendrent des systèmes d'équations beaucoup plus complexes. Néanmoins, les modes acoustiques responsables de l'effet Brillouin, sont les modes à symétrie de révolution dits *longitudinaux* notés L_{0m} , pour lesquels les déplacements axiaux U_z sont très grands devant les déplacements radiaux U_r . Le cisaillement a généralement un effet faible sur ceux-ci. Comme on le voit sur la figure II.8 présentant un diagramme de modes acoustiques (vitesse de phase en fonction de

la fréquence) d'une fibre à échelon unique, il existe une grande quantité de modes acoustiques (à symétrie de révolution) susceptibles de se coupler au mode optique. Cependant seuls quelques uns, dont la vibration est essentiellement longitudinale (leurs courbes de dispersions sont quasiment horizontales sur la figure) peuvent se coupler significativement aux modes optiques par DBS.

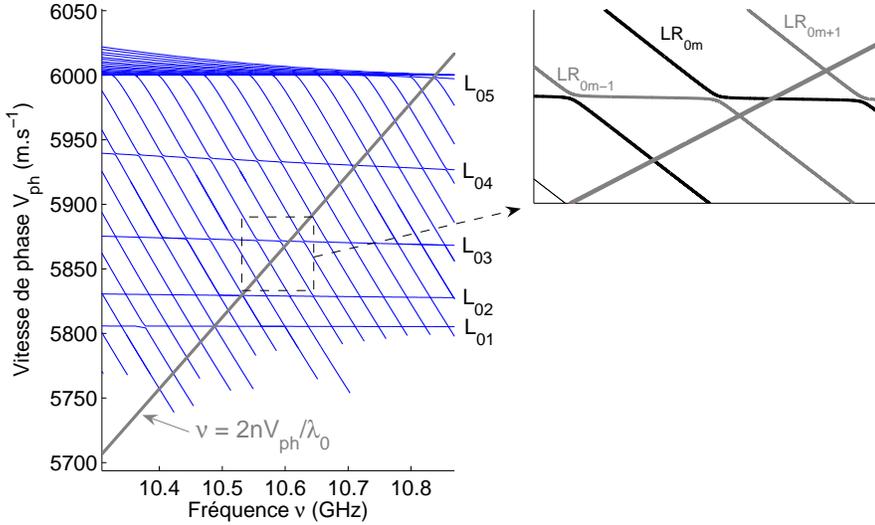


FIGURE II.8: Diagramme de modes (à symétrie de révolution) d'une fibre à saut d'indice et représentation des couplages possibles avec le mode optique (intersection avec la droite grise). Zoom sur une zone de très grande densité de modes.

C'est pourquoi, dans la littérature, les auteurs résolvent (II.15c), théoriquement exacte pour les fluides visqueux (et non pour les solides), présentée en début de chapitre. L'étude exposée ci-dessous présente le calcul de ces modes, dans le cadre de cette approximation, par une méthode matricielle inspirée du calcul du mode optique, précédemment introduit. L'annexe A présente la détermination rigoureuse des modes mécaniques dans une structure à symétrie de révolution par une méthode matricielle très proche de celle qui suit. Elle détaille les différences entre ces modes principalement longitudinaux (alors notés L_{0m}) et les autres LR_{0n} (notation générale), dont une partie importante de l'énergie se trouve dans la vibration radiale U_r .

Nous allons ici nous consacrer à l'étude des modes L_{0m} , solutions de l'équation d'ondes non-atténuées (II.20). La variable est la fonction de forme transverse $\xi(r)$ de l'enveloppe de densité. La petite différence avec l'étude du mode optique est que cette fois la constante de propagation β_{ac} (et non pas la fréquence) est fixée par l'équation (II.13). Elle s'exprime donc comme :

$$\beta_{ac} = \frac{4\pi n_{eff}}{\lambda_0} \quad (\text{II.43})$$

L'inconnue est ici la pulsation Ω des modes guidés dans la structure. De la même façon que pour les modes optiques, nous déterminons des conditions de continuité sur ξ et sa

dérivée première aux frontières des différents domaines. Celui-ci est ici de la forme :

$$\xi(r) = A_i J_0(l_i r) + B_i Y_0(l_i r) \quad (II.44)$$

avec $l_i = \frac{\Omega^2}{V_{Ai}^2} - \beta_{ac}^2$ si $\beta_{ac} < \frac{\Omega^2}{V_{Ai}^2}$

ou :

$$\xi(r) = A_i I_0(l_i r) + B_i K_0(l_i r) \quad (II.45)$$

avec $l_i = \beta_{ac}^2 - \frac{\Omega^2}{V_{Ai}^2}$ si $\beta_{ac} > \frac{\Omega^2}{V_{Ai}^2}$

avec V_{Ai} : la vitesse acoustique dans la $i^{\text{ème}}$ couche. Comme précédemment, on définit les matrices \mathbf{M}_i à partir de la forme de ξ sur le domaine $r_i < r < r_i + 1$ et de leur dérivée.

$$\begin{pmatrix} \xi(r) \\ \frac{1}{\beta_{ac}} \xi'(r) \end{pmatrix} = \mathbf{M}_i(r) \begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix} \quad (II.46)$$

$$\mathbf{M}_i(r) = \begin{pmatrix} J_0(l_i r) & Y_0(l_i r) \\ \frac{l_i}{\beta_{ac}} J_0(l_i r) & \frac{l_i}{\beta_{ac}} Y_0(l_i r) \end{pmatrix} \quad (II.47)$$

Par un formalisme analogue, on peut redéfinir les P_i et enfin la matrice Π . L'équation de dispersion à résoudre en Ω est alors, une fois de plus, pour des raisons de convergence en $[r = 0]$ et $[r \mapsto +\infty]$:

$$\Pi_{[12]}(\beta_{ac}, \Omega) = 0 \quad (II.48)$$

Les solutions de cette équation sont les pulsations $\Omega_m = 2\pi\nu_m$ des M modes obtenus. On est ensuite en mesure de calculer, et tracer les profils $\xi_m(r)$, comme on peut le voir sur la figure II.9.

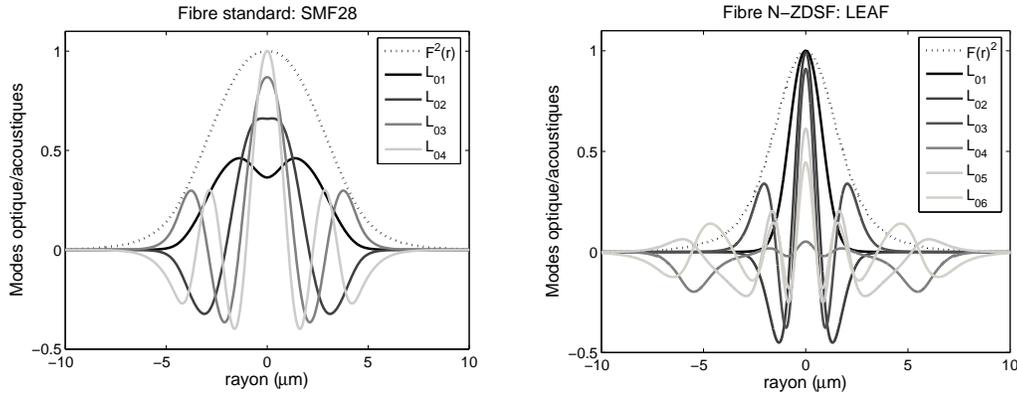


FIGURE II.9: Mode optique et modes acoustiques simulés à partir du profil d'indice mesuré d'une SMF-28 (droite), et d'une LEAF (gauche).

Nous avons abordé ci-dessus le cas où la fibre optique constitue un guide d'onde acoustique. Cependant, il existe des profils de dopant qui créent des guides optiques et des anti-guides acoustiques. Les modes acoustiques sont alors des modes à fuites (à constante de propagation complexe). Dans de telles fibres, les phonons créés (par électrostriction, ou par diffusion spontanée) ne sont pas guidés mais expulsés du cœur vers la gaine. Comme le montre Mermelstein *et al.* dans [12], si le temps de transit du cœur à la gaine est faible

devant la durée de vie des phonons dans le matériau ($1/\Gamma$), alors le spectre Brillouin peut-être significativement élargi, et le gain Brillouin abaissé. La méthode présentée ici se limite aux fibres de type "guide acoustique", mais il est probable que nos simulations puissent également être adaptées aux "anti-guides acoustiques". Il pourra donc être intéressant, à l'avenir, d'étendre cette étude pour pouvoir simuler des fibres aux profils plus complexes, formant des anti-guides.

II.B.1.d Reconstitution du spectre Brillouin

Les aires acousto-optiques peuvent maintenant être déterminées par les intégrales de recouvrement de $F(r)$ avec les $\xi_m(r)$. On connaît alors la hauteur de chaque pic Brillouin. La position du pic est donnée par les ν_m déterminées. Enfin, nous avons considéré que la largeur des pics était $\Gamma = 30$ MHz⁶. En appliquant l'expression (II.26), on peut alors obtenir le spectre de l'efficacité Brillouin $C(\nu)$ au coefficient de gain g_B près par :

$$C(\nu) \propto \sum_{m=1}^M \frac{1}{A_m^{ao}} \frac{(\Gamma/2)^2}{(\Gamma/2)^2 + (\nu - \nu_m)^2} \quad (\text{II.49})$$

La figure II.10 présente les résultats de modélisation de spectres d'efficacité Brillouin pour les fibres LEAF et SMF28.

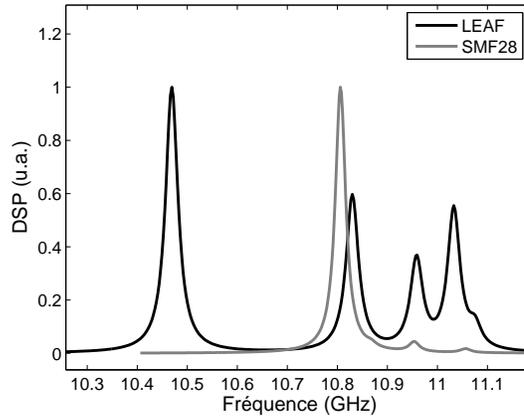


FIGURE II.10: Spectres Brillouin simulés des fibres LEAF et SMF28. Les simulations ont été réalisées à partir de mesures d'indice sur le banc EXFO, en supposant que ces fibres étaient uniquement dopées au GeO₂.

Selon les différences entre les valeurs de A_m^{ao} , il se peut qu'un pic Brillouin soit très largement majoritaire, ce qui est le cas par exemple de la fibre SMF28. Au contraire, des pics secondaires de taille significative peuvent apparaître, comme dans le cas de la fibre LEAF. On peut expliquer ceci par la remontée d'indice signalée sur la figure II.11 à gauche. Le 4^{ème} mode acoustique, par exemple, voit son énergie majoritairement confinée dans cette zone dans laquelle ξ_4 ne change pas de signe. Cela entraîne que l'intégrale de la fonction

6. Il s'agit de la valeur habituellement retenue. Elle peut varier avec les concentrations de dopants, mais reste acceptable pour les fibres faiblement dopées.

de recouvrement ($rF^2(r)\xi_4(r)$) (tracée sur la figure II.11 à droite) est significativement non nulle : l'aire A_4^{ao} est petite, et le pic correspondant est beaucoup plus haut que les pics secondaires de la SMF28.

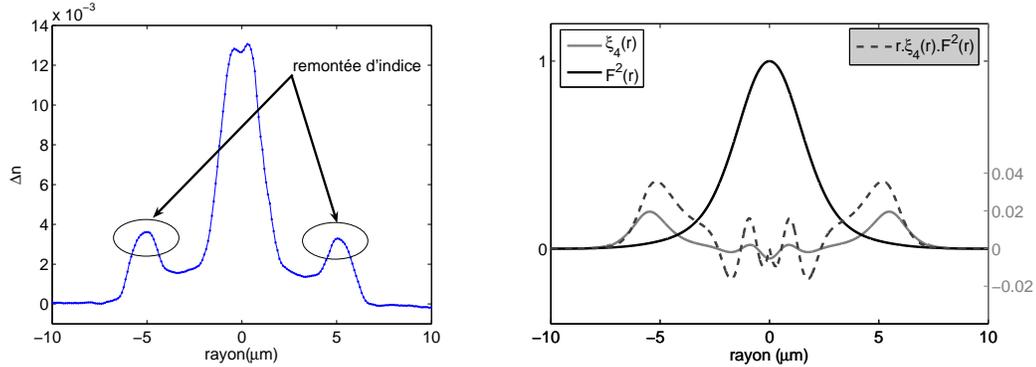


FIGURE II.11: (Gauche) Profil d'indice d'une fibre LEAF. (Droite) Fonction de recouvrement du mode 4 avec le mode optique.

Ce dernier cas peut être intéressant d'un point de vue capteur, car il permet d'avoir à dispositions plusieurs fréquences Brillouin simultanément mesurables. Dès lors, on peut entretenir l'espoir de pouvoir utiliser ces deux paramètres afin de déterminer les valeurs de deux mesurandes (température et élongation, par exemple). La faisabilité de ce procédé, dépendant de la sensibilité de chaque pic aux variations des deux mesurandes, sera étudiée dans le chapitre suivant.

Nous allons maintenant présenter une technique de mesure de ce spectre Brillouin en laboratoire afin, dans un premier temps, de confirmer la validité de nos simulations numériques.

II.B.2 Expérience de spectroscopie Brillouin en régime continu

Nous avons mis au point une technique de mesure du spectre Brillouin spontané (amplifié), qui repose initialement sur les travaux de Yeniay *et al.* dans [13], dont nous avons optimisé les réglages pour obtenir les meilleures performances possibles en termes de rapport signal sur bruit, temps d'acquisition, résolution spectrale, etc. .

Le dispositif expérimental est présenté sur la figure II.12. La puissance issue d'un laser de type DFB (Distributed FeedBack), contrôlé en température, de longueur d'onde $1.56 \mu\text{m}$, (à $20 \text{ }^\circ\text{C}$) et de largeur fréquentielle 1.5 MHz , est répartie dans les deux bras d'un montage auto-hétérodyne à l'aide d'un coupleur 80/20. L'un des deux bras est appelé bras pompe/signal : un circulateur véhicule l'onde pompe dans la fibre à tester puis conduit l'onde sonde rétro-diffusée vers un couplage (50/50) avec l'onde issue de l'autre bras, appelée oscillateur local (OL). Le rôle de l'OL est de ramener le décalage de fréquence Brillouin en bande de base, par battement avec le signal rétro-diffusé. Un brouilleur de polarisation est placé sur ce bras, afin d'éliminer l'éventuelle sensibilité à la polarisation du dispositif. La puissance de pompe P_0 , contrôlée par un puissance-mètre, peut être ajustée à l'aide du couple amplificateur (de type EDFA : Erbium Doped Fiber Amplifier) atténuateur optique de 0 à 1 W. Une photodiode équilibrée rapide (bande passante de

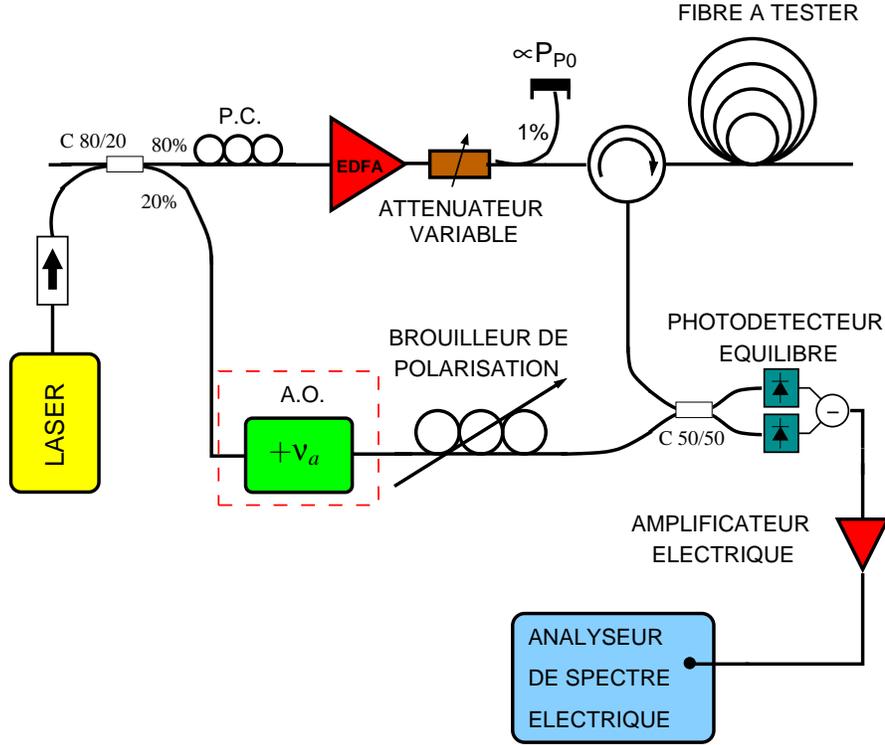


FIGURE II.12: Expérience de mesure du spectre Brillouin Spontané

15 GHz) permet de détecter le battement entre l'OL et l'onde sonde, autour de 10 GHz. Le signal électrique ainsi formé est ensuite dirigé vers un analyseur de spectre électrique (bande passante de 22 GHz). Le spectre affiché est ici la superposition des parties Stokes et anti-Stokes du spectre Brillouin spontané amplifié. Dans le cas asymptotique du spectre Brillouin spontané (non-amplifié), les spectres Stokes et anti-Stokes ont des formes similaires, et le spectre total a alors exactement la forme du spectre d'efficacité Brillouin [14]. Pour s'en convaincre il est possible d'ajouter un modulateur acousto-optique, utilisé pour créer un simple décalage en fréquence, dans l'un ou l'autre des deux bras (le bras de l'OL sur la figure II.12). Ceci crée une dissymétrie des décalages Stokes et anti-Stokes vis-à-vis de l'OL, de laquelle résulte la séparation de leurs spectres respectifs sur l'analyseur de spectre électrique. Cette configuration sera détaillée et utilisée pour la mesure du gain Brillouin, dans la section II.C. La figure II.13 montre les spectres Brillouin obtenus dans le cas d'une fibre de type SMF28, avec et sans le modulateur acousto-optique.

La partie variable du courant électrique sortant de la photodiode équilibrée (le signal uniquement ; les bruits seront traités plus tard) est proportionnelle au battement d'hétéro-dynage :

$$i(t) \propto E_{OL}E_S^* + c.c. \quad (\text{II.50})$$

Sa distribution spectrale de puissance est donc directement proportionnelle à la distribution spectrale de puissance optique, ramenée à la fréquence de l'oscillateur local :

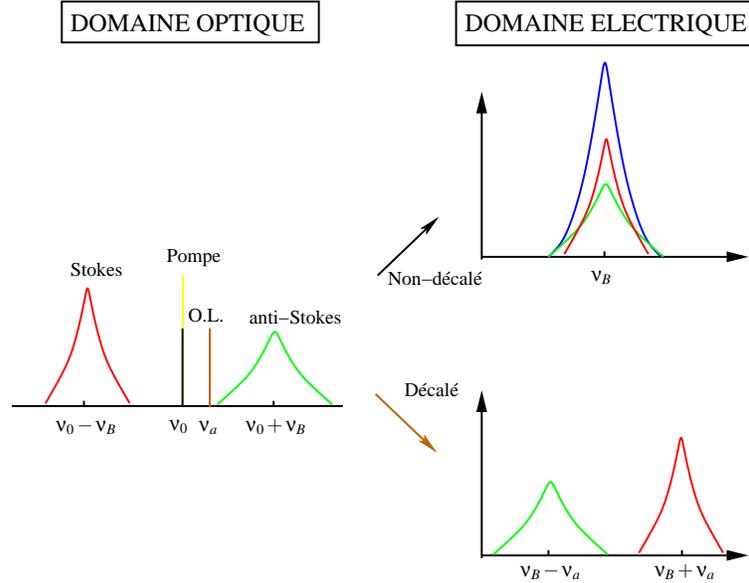


FIGURE II.13: Spectres Brillouin d'une fibre standard dans les domaines optique (gauche) et électrique (droite) : en haut sans modulateur acousto-optique, et en bas avec le modulateur (O.L. décalé). Dans le premier cas, le spectre obtenu est la somme des deux spectres Stokes et anti-Stokes (courbe bleue). Dans le second, les spectres Stokes et anti-Stokes sont séparés.

$$DSP_{\text{élec}}(\nu) \propto P_{OL} [DSP_S(\nu_0 - \nu) + DSP_S(\nu_0 + \nu)] \quad (\text{II.51})$$

Quel que soit la configuration "optique" retenue (avec ou sans décalage de fréquence sur l'OL), il convient de prendre quelques précautions quant à la récupération des spectres Brillouin sur l'analyseur de spectre électrique. En effet, dans des cas de mesures où l'on ne peut pas compter sur un rapport signal sur bruit optique suffisant, il faut s'intéresser au bruit introduit par certains composants, dont on peut se débarrasser numériquement. Nous sommes en présence ici d'une détection hétérodyne, dans laquelle la majorité de la puissance optique provient de l'oscillateur local (au moins 30 dB de plus que le signal). Les bruits d'origine optique dans le montage peuvent donc être mesurés en activant uniquement le bras de l'oscillateur local, en coupant la pompe (configuration "pompe off"). On obtient alors le spectre des bruits d'origine optique (constitués de bruit de grenaille essentiellement), plus les bruits électriques d'origine thermique multipliés par la fonction de transfert du système constitué de l'amplificateur électrique et de l'analyseur de spectre électrique. Si l'on appelle $F(\nu)$ cette fonction de transfert, $S(\nu)$ le signal que l'on cherche à récupérer, et B la somme des bruits (supposés blancs sur le domaine considéré) reportés après la photodiode, en configuration "pump off" et "pump on" on visualise respectivement :

$$M_{off}(\nu) = F(\nu)B$$

et

$$M_{on}(\nu) = F(\nu)(S(\nu) + B)$$

Afin de se défaire de ce bruit blanc qui constitue la majorité du bruit, on réalise donc une première mesure "pump off" afin de connaître la forme de la fonction de transfert. On déduit alors de la mesure "pump on" la forme du signal en calculant numériquement $Sp(\nu)$:

$$Sp(\nu) = M_{on}(\nu)/M_{off}(\nu) - 1 = S(\nu)/B$$

Dans la prochaine partie, nous utiliserons dans un premier temps la version la plus simple de notre dispositif, sans modulateur acousto-optique, en régulant la puissance d'entrée afin d'obtenir un spectre Brillouin spontané (dans une bonne approximation), que nous comparerons à chaque fois à une modélisation, réalisée par la méthode présentée en début de chapitre.

II.B.3 Étude de spectres de rétro-diffusion de quelques fibres utilisées dans les télécommunications

Après avoir défini nos deux outils d'étude des spectres Brillouin, nous pouvons maintenant réaliser des comparaisons de résultats obtenus à partir de modélisation d'une part, et à partir du dispositif expérimental d'autre part. Certains paramètres restent à définir. En effet, le tableau II.1 donne seulement les variations relatives des paramètres mécaniques avec les dopants en %. Il est donc nécessaire de connaître les valeurs de l'indice et des vitesses acoustiques (au moins de dilatation dans le cas de modélisation le plus simple) dans la silice pure. En ce qui concerne l'indice, sa valeur est donnée (dans la silice pure) par la formule de Sellmeier en fonction de la longueur d'onde optique [15]. La vitesse acoustique est plus difficile à déterminer, car différentes valeurs sont données dans la littérature : de 5933 m.s^{-1} [7] à 6054 m.s^{-1} [16]. Tout dépend de la précision avec laquelle on connaît le module d'Young E de la silice des fibres et leur coefficient de Poisson κ . En effet, on peut déduire la vitesse de dilatation/compression de la relation de Timoshenko :

$$V_D = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{(1 - \kappa)}{(1 - 2\kappa)(1 + \kappa)}} \quad (\text{II.52})$$

Malheureusement, E et κ sont souvent connus à plus d'1% près ne permettant pas de déterminer plus précisément sa valeur. Nous avons ajusté cette valeur dans cet intervalle afin que la modélisation de la fibre SMF28 corresponde au mieux avec les résultats expérimentaux. Comme on peut le voir sur la figure II.14, on obtient une concordance satisfaisante pour $V_D = 6000 \text{ m.s}^{-1}$, valeur que nous conserverons dans la suite.

Malgré ce choix, on constate sur la figure II.15 que les spectres mesurés des fibres de type LEAF (Large Effective Area Fiber) comme de type DSF (Dispersion Shifted Fiber) présentent des décalages par rapport à la modélisation. On pourrait, dans un premier temps, imaginer que les fibres que nous étudions sont co-dopées avec un autre composé que l'oxyde de Germanium (GeO_2), mais ces fibres, lors d'analyses chimiques, se sont avérées très majoritairement dopées avec cet oxyde. Dans un second temps, on pourrait incriminer les valeurs des dépendances des paramètres mécaniques fournis par le tableau II.1 qui a servi à interpréter les mesures d'indice réalisées sur ces fibres. Cependant, il n'a pas été possible, en faisant varier ces paramètres, de faire mieux correspondre mesures et simulations. La troisième hypothèse, plus probable, est que les paramètres mécaniques de

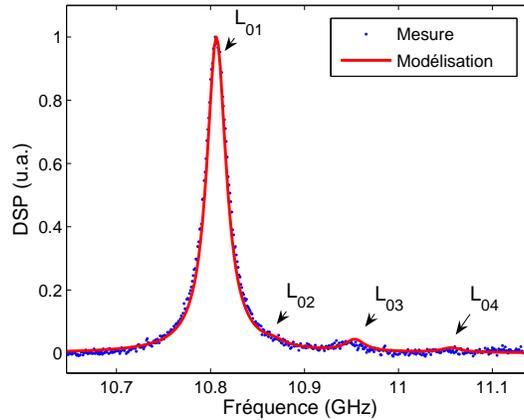


FIGURE II.14: Comparaison des spectres mesuré et simulé d'une fibre de type SMF28. Ici $V_L^{silica} = 6000 m.s^{-1}$

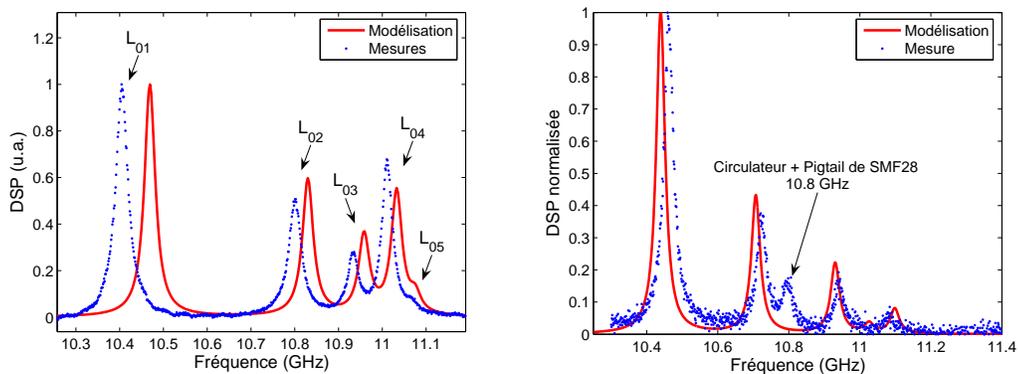


FIGURE II.15: Comparaison des spectres mesurés et simulés de fibre de type LEAF de 20 km (puissance de pompe très faible $P_0 \approx -10$ dBm) et DSF de 10 m (puissance injectée très forte $P_0 \approx 25$ dBm)

la silice varie selon le modèle de la fibre à cause des conditions de tirage de celle-ci. Des contraintes thermiques, qui dépendent de la température de fibrage, sont emprisonnées dans la fibre et modifient les paramètres d'élasticité de celle-ci, comme l'ont montré Zou *et al.* [17].

Cependant la forme des spectres (hauteur des pics, positions des pics) a été modélisée de façon assez satisfaisante, malgré l'incertitude sur la valeur absolue de la vitesse acoustique dans la silice. Dans la plupart des cas rencontrés, la répartition de l'énergie dans les différents pics est assez conforme à celle prévue par simulation. Il est par contre impossible, comme nous pensions pouvoir le faire au début de l'étude, de préciser plus les valeurs données dans le tableau II.1, d'après nos travaux.

Cette étude de quelques fibres télécom standard a également permis d'évaluer les limites du dispositif expérimental de mesures, notamment la sensibilité. En effet, comme nous l'avons montré au début de ce chapitre, si l'on veut mesurer des spectres Brillouin

"spontanés" (dont la forme est exactement celle du spectre de gain), il est nécessaire de se situer assez loin du seuil Brillouin défini par l'équation (II.16). Dans cette équation, \bar{G} peut fluctuer : $\bar{G} \approx 26$ pour des fibres de 10 m, $\bar{G} \approx 21$ pour 100 m, et $\bar{G} \approx 18$ pour des fibres de plusieurs dizaines de km. La plus grosse incertitude *a priori* repose sur la valeur de l'aire de couplage à utiliser dans la formule (impossible à connaître avant modélisation). Il est cependant très peu fréquent, pour des fibres utilisées dans les télécommunications, de rencontrer des efficacité Brillouin plus grandes que $C_B = 1 \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$. Pour se situer largement en dessous du seuil, on utilisera toujours des puissances telles que :

$$P_0 L_{eff} < 10 \text{ m} \cdot \text{W} \quad (\text{II.53})$$

On remarque cependant que dans le cas de fibres très courtes, la précision de mesure se dégrade avec l'apparition d'un piédestal sur le spectre de la fibre de type DSF. Ceci est dû à la grande puissance optique injectée, et de ce fait, à la présence de certains bruits optiques supplémentaires (ASE). Malgré tout, la toujours grande dynamique ($> 15 \text{ dB}$) permet de réaliser des détections de pics très satisfaisantes. Le plus gros problème lié à l'utilisation de fibres courtes est en premier lieu la pollution du spectre Brillouin de la fibre sous test par celui du pigtail de SMF28 en sortie du circulateur. En effet, d'une longueur d'environ 1m, la rétro-diffusion qui en est issue n'est pas négligeable par rapport à celle dans les 10 m de fibres DSF sous test. Ceci est signalé sur la figure II.15 où l'on voit clairement apparaître un pic autour de 10.8 GHz. Dans le chapitre suivant, qui concerne la caractérisation de fibres spéciales à fortes pertes, nous verrons qu'il s'agit d'un problème incontournable dont on s'efforcera d'atténuer les effets, grâce à une modification légère du dispositif expérimental.

II.B.4 Étude de spectres de rétro-diffusion de fibres spéciales

L'étude présentée porte sur la caractérisation de quelques fibres microstructurées. Elle est analogue à l'étude précédente, à ceci près que nous ne pouvons plus nous affranchir des problèmes de pertes, car les fibres "expérimentales" à notre disposition ont souvent une atténuation forte, de trois ordres de grandeur supérieure à celle des fibres classiques utilisées dans le domaine des télécommunications. Le coefficient d'atténuation est souvent exprimé en $\text{dB} \cdot \text{m}^{-1}$ et non plus $\text{dB} \cdot \text{km}^{-1}$. L'intérêt de ces fibres par rapport aux fibres réalisées par technologie PCVD, est qu'elles offrent, par l'agencement des trous qui la constituent, un nouveau degré de liberté sur lequel on peut jouer, pour modifier la forme du spectre Brillouin.

Les fibres que nous avons testées sont toutes des fibres à guidage par l'indice (que l'on oppose aux fibres à guidage par bande interdite photonique), en tous points comparable au guidage de la lumière dans une fibre à saut d'indice. On peut voir les formes de design principales utilisées lors de cette étude sur les figures II.16 et II.18.

Un premier motif de microstructures a été utilisé lors du tirage de deux fibres, l'une en silice pure (modèle 1204), l'autre à cœur dopé GeO_2 (1304), dans le but de différencier l'effet sur le spectre Brillouin de la microstructuration, de celui du dopage, comme le laissent entendre Zou *et al.* dans [18]. Les fibres microstructurées à cœur dopé présenteraient ainsi des potentialités fortes, en termes de séparation des effets de la température et élongation [19]. Il s'agit ici d'une structure à cœur très petit ($\approx 2 \mu\text{m}$) dans les deux cas, comme le

montre la figure II.16.

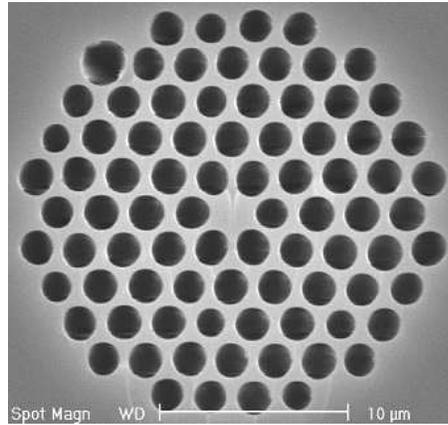


FIGURE II.16: Photo (prise au microscope électronique à balayage) d'une fibre microstructurée de type 1204, fabriquée par Xlim, la taille des trous est $d = 1,8 \mu\text{m}$, et le pas de la maille $\Lambda = 2,25 \mu\text{m}$.

Malgré le faible rapport signal sur bruit obtenu lors de la mesure de la fibre 1204, on constate, sur la figure II.17, très peu de similitudes entre les deux spectres. Le spectre de la fibre 1204 ne ressemble en rien à une lorentzienne, et il est très difficile à interpréter, car il est très atténué, et donc déformé significativement par le gain et le signal Brillouin issu de la fibre SMF-28 en sortie du circulateur. Le spectre multi-pic de la fibre 1304 est plus proche de ce que l'on a déjà rencontré pour les fibres classiques, à part la largeur des pics (80 MHz) qui est bien plus grande (que 30 MHz). Plusieurs interprétations de cet élargissement sont possibles :

- les phonons acoustiques fuient la fibre du fait des trous, et leur durée de vie diminue fortement, entraînant de fait un élargissement du spectre,
- la fibre présente un profil d'indice assez irrégulier, et la (ou les) fréquence(s) Brillouin varient sensiblement selon la position dans la fibre. Cette hypothèse est très probable et a déjà été constatée sur des fibres microstructurées, par une mesure distribuée dans [20]. Elle est donc très probable, sans nullement exclure la précédente.

Ces caractérisations mériteraient d'être confrontées à des modélisations acoustiques plus complexes que celles exposées plus haut (notre simulation ne permet pas de modéliser l'antiguillage) comme celles réalisées par A.H. McCurdy dans [21], mais sur un modèle aux éléments finis, afin de pouvoir prévoir le spectre des fibres microstructurées (dopées ou non), qui ne présentent pas de symétrie de révolution.

Au vu du large spectre d'objectifs de cette thèse, nous avons préféré nous focaliser sur des comparaisons de caractérisations de fibres à géométries très proches, à la recherche de lois phénoménologiques de dépendance des spectres avec les paramètres des microstructures.

Ainsi, un autre motif de microstructures (CDC : figure II.18) a été utilisé lors du tirage de plusieurs fibres en silice pure, à coeurs homothétiques de diamètres variant de 4 à 9 μm , puis sans la couronne intérieure (fibre multimode), afin d'étudier en détail l'influence de la structure sur le spectre Brillouin.

Là encore, comme on le voit sur la figure II.19, les résultats ne permettent pas de tirer

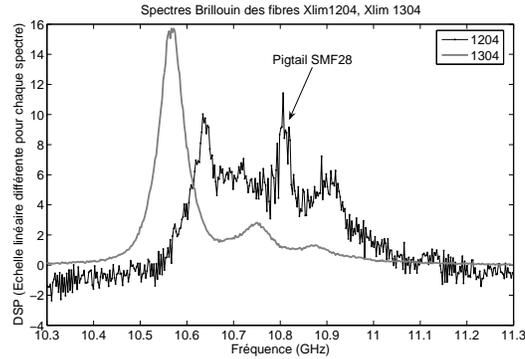


FIGURE II.17: Spectres des fibres microstructurées, fabriquées avec le profil présenté sur la figure II.16. La fibre 1204 a un cœur de silice pure, et la fibre 1304 a un cœur dopé au GeO_2 .

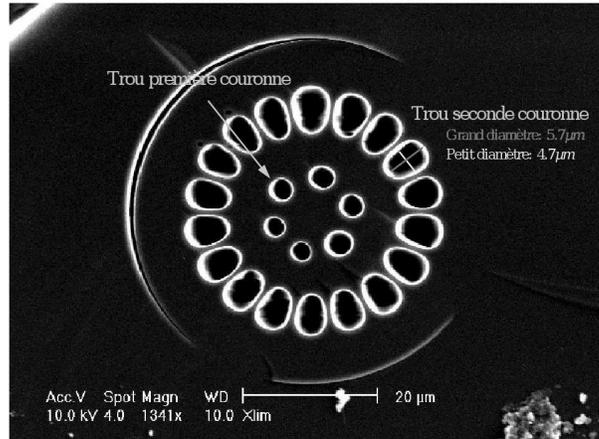


FIGURE II.18: Photo d'une fibre microstructurée de type CDC, fabriquée par Xlim

des conclusions précises et définitives. Le spectre issu du pigtail de SMF28 (et son gain) est ici encore bien gênant, et recouvre potentiellement certaines parties du spectre que l'on cherche à mesurer. On peut cependant voir que, malgré le caractère assez fortement multimode des fibres réalisées à partir d'une seule couronne de trous, celles-ci ont un spectre Brillouin lorentzien (un seul pic) plus large que la fibres SMF28, comme dans le cas des fibres multimodes classiques, largement décrit dans la thèse de Laurent Lombard [22]. Les formes à double couronne ont également un profil de rétro-diffusion Brillouin ne comportant qu'un seul pic, qui semble dépendre de la taille du motif de trous.

On remarque également que la partie du spectre issu de la sortie du circulateur (autour de 10.8 GHz) est très intense. Nous avons utilisé les mêmes longueurs de SMF28 en amont des soudures pour pouvoir comparer les différents spectres, afin d'éventuellement repérer un pic qui se cacherait en dessous du pic généré par cette fibre amorce. Ce n'est visiblement ici le cas pour aucune des fibres, à moins que cela ne le soit pour toutes de façon égale, ce qui est peu probable.

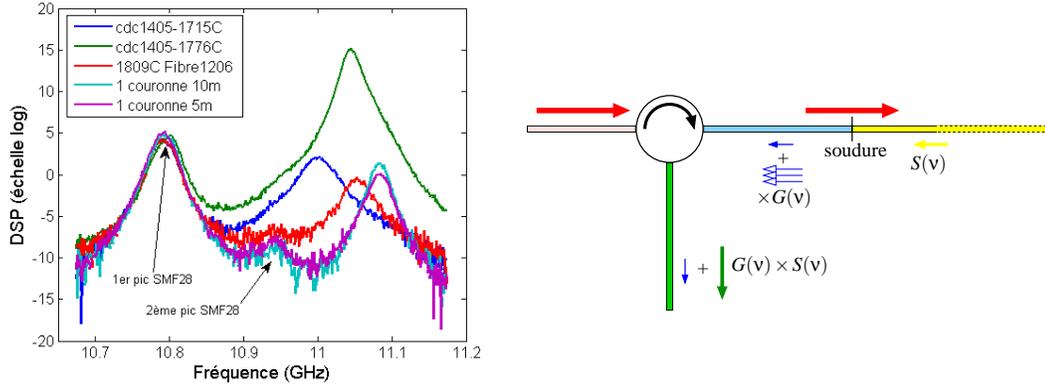


FIGURE II.19: (Gauche) Spectres des fibres de forme 2, type CDC, fabriquées par Xlim. (Droite) Origine de l'action du pigtail de SMF28, sur le spectre de la fibre testée. On voit ici qu'une rétro-diffusion s'ajoute à la rétro-diffusion de la fibre à tester, et qu'en plus un gain $G(\nu)$ s'applique au spectre provenant de cette fibre $S(\nu)$.

II.B.5 Méthode pour limiter l'effet de la fibre amorce sur le spectre Brillouin mesuré

Afin d'être capable de s'affranchir de l'effet du pigtail de la SMF28 (figure II.19 à droite), dans les cas où il influe sur la mesure, nous avons essayé de définir un procédé expérimental d'élimination de celui-ci. La difficulté majeure est d'ôter l'effet du gain qui est généré par ce pigtail qui, en plus d'ajouter le signal directement rétro-diffusé par cette fibre amorce, amplifie le signal rétro-diffusé par la fibre sous test. Nous avons donc tiré parti d'une propriété habituelle des fibres microstructurées : leur biréfringence (aléatoire) élevée. Celle-ci est liée à la forme de la maille du réseau de trous, et/ou leurs irrégularités. La fibre amorce (courte fibre SMF28) est au contraire très peu biréfringente. On peut donc, dans une bonne approximation, supposer que la polarisation de l'onde pompe ne varie pas significativement durant sa propagation dans cette fibre courte. Pour s'en assurer, il convient de se placer dans les meilleures conditions expérimentales possibles : fibre déroulée et dévillée. Comme la fibre sous test est très fortement biréfringente, le signal qui en est issu ne devrait pas (en amplitude) varier significativement avec la polarisation.

1. Expérimentalement, nous désactivons donc le brouilleur de polarisation et le remplaçons par un simple contrôleur de polarisation. A l'aide de celui-ci, nous cherchons à minimiser la DSP électrique autour de 10.8 GHz. Nous sommes alors dans le cas de figure où l'oscillateur local est orthogonal à la polarisation de la pompe dans la SMF28. La partie du signal rétro-diffusé détectée provenant de cette fibre amorce est alors uniquement le signal de rétro-diffusion Brillouin spontanée (même dans le cas d'une pompe très forte), qui n'est pas polarisé en moyenne. Selon cet axe de polarisation, le gain, apporté par la fibre amorce au spectre rétro-diffusé venant de la fibre spéciale, est nul.
2. On réalise ensuite une deuxième mesure sur un échantillon de SMF28 de même taille

que la fibre amorce⁷, en se plaçant au minimum de rétro-diffusion.

3. On soustrait alors la DSP obtenue à la DSP de la première mesure.

Comme le montre la figure II.20, ce procédé a permis l'élimination de l'effet de la fibre amorce sur la fibre 1304.

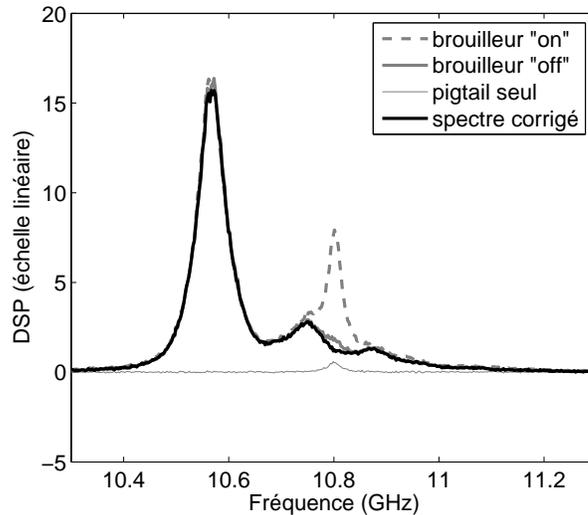


FIGURE II.20: Méthode utilisant la recherche du minimum de signal, en faisant varier la position de l'oscillateur local.

Malgré la faisabilité de cette méthode expérimentale dans ce cas précis, elle reste très fastidieuse à mettre en œuvre. L'usage d'une mesure distribuée lui est bien-sûr préférable *a priori*. D'un autre côté, les fortes pertes de ces fibres obligent souvent à privilégier une mesure en régime continu, afin de conserver un bon rapport signal sur bruit.

Mais l'étude de ces fibres est difficile d'autant plus difficile qu'afin de pouvoir réaliser une injection correcte (faibles pertes) de l'onde pompe, une adaptation de modes est nécessaire entre la fibre sous test et la SMF28 de sortie du montage, souvent par l'intermédiaire d'une soudure. Très fastidieuse voire quasi-impossible avec un matériel standard (soudeuses à arc électrique), celle-ci a dû, à chaque fois, être réalisée par nos partenaires d'Xlim à Limoges, au moyen d'une soudeuse à filament, plus sophistiquée. La fragilité de ces fibres, et *a fortiori* des soudures, a également posé des problèmes durant leurs transports. A cause de toutes ces difficultés, cette étude reste très incomplète et mériterait d'être continuée par la suite, notamment la partie concernant les effets d'une réduction homothétique du motif de trous sur le spectre Brillouin, en tirant bien évidemment les conséquences nécessaires des difficultés rencontrées : une mesure distribuée est préférable, et réaliser des soudures sur place serait un atout indéniable. Enfin, On peut également prévoir que, si l'étude de ces fibres est déjà difficile en laboratoire, leur utilisation dans le domaine des capteurs, qui requiert souvent une grande robustesse du matériel, promet d'être assez problématique.

7. On peut idéalement découper la fibre amorce au niveau de sa soudure à la fibre spéciale, et réaliser la deuxième mesure sur celle-ci. Mais le procédé devient alors destructif.

II.C Étude "quantitative" de la rétro-diffusion Brillouin générée par le "bruit"

II.C.1 Approximation de la pompe non-déplétée, amplification Stokes et déplétion anti-Stokes

II.C.1.a Premières observations

Nos premières observations des spectres Stokes et anti-Stokes simultanément sur un analyseur de spectre électrique ont été involontaires. En effet, essayant de réaliser une mesure distribuée pour la première fois, nous avons décidé d'insérer simplement un modulateur acousto-optique dans notre banc de mesure de spectre Brillouin spontané, afin de créer des impulsions, à partir de notre onde pompe. En utilisant le fenêtrage temporel de l'analyseur de spectre électrique, nous espérions alors obtenir les spectres à différentes positions tout au long de la fibre. L'opération fut un demi-succès. Tout d'abord, le fenêtrage temporel ne permettait pas d'obtenir une bonne résolution spatiale, ce à quoi nous nous attendions. De façon plus surprenante, on observait, dans le spectre électrique mesuré, non pas "la" lorentzienne correspondant au spectre Brillouin de la fibre SMF28 testée, mais un couple de pics d'amplitudes sensiblement différentes. L'écart entre ces deux pics était d'environ 220 MHz, et ceux-ci étaient situés de part et d'autre de la fréquence attendue (10.8 GHz) de façon symétrique. Cet écart de 110 MHz avec la fréquence théorique nous mit sur la voie d'une explication, car il était très proche de la fréquence de résonance de notre modulateur acousto-optique : 111 MHz. Par un raisonnement analogue à celui de la figure II.13, il nous est alors apparu que ces deux lorentziennes correspondaient respectivement aux "raies" Brillouin Stokes et anti-Stokes de la fibre. Revenu en régime continu, il ne nous restait alors plus qu'à faire varier la puissance de pompe pour observer l'amplification de l'onde Stokes et la déplétion de l'onde anti-Stokes.

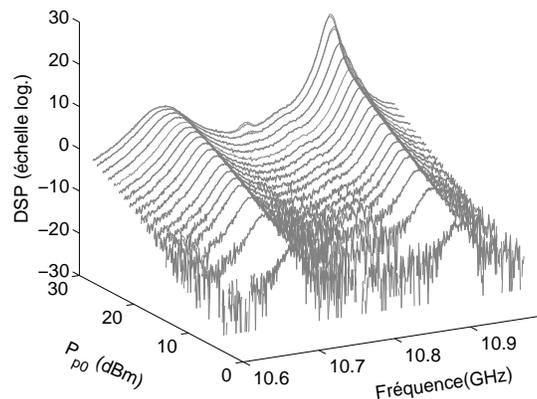


FIGURE II.21: Distributions spectrales de puissance obtenues avec l'expérience précédente après addition d'un modulateur acousto-optique "upshifter" dans le bras de l'oscillateur local.

La figure II.21 représente les spectres de rétro-diffusion Brillouin obtenus pour la fibre SMF28, en faisant varier la puissance de pompe. On voit que, de part et d'autre d'un

"piédestal" qui augmente linéairement avec la puissance de pompe se trouvent, à gauche la DSP anti-Stokes qui augmente moins vite que le piédestal, et à droite la DSP Stokes qui augmente plus vite que celui-ci.

II.C.1.b Description "bulk" du phénomène

A partir des constatations précédentes, une description théorique des amplitudes Stokes et anti-Stokes en régime CW s'impose donc. Pour cela, on peut s'inspirer de celle réalisée par Boyd *et al.* dans [14] pour l'onde Stokes, ou plus simplement à l'image des travaux réalisés sur l'effet Raman [23], opérer simplement un comptage des photons Stokes et des photons anti-Stokes créés par la diffusion spontanée et amplifiés par diffusion Brillouin stimulée. Ceci donne les équations suivantes sur les nombres de photons :

$$-\frac{\partial N_S(\nu, z)}{\partial z} = (C(\nu)P_p(z) - \alpha)N_S(\nu, z) + (1 + \bar{n})C(\nu)P_p(z) \quad (\text{II.54a})$$

$$-\frac{\partial N_{AS}(\nu, z)}{\partial z} = -(C(\nu)P_p(z) + \alpha)N_{AS}(\nu, z) + \bar{n}C(\nu)P_p(z) \quad (\text{II.54b})$$

avec les mêmes notations que précédemment, $N_S(\nu)$ et $N_{AS}(\nu)$ étant respectivement les densités spectrales de photons Stokes (à $\nu_0 - \nu$) et anti-Stokes (à $\nu_0 + \nu$). ν est toujours le décalage de fréquence par rapport à l'onde pompe (de fréquence ν_0). On reconnaît dans le membre de droite de ces deux équations :

- un premier terme de gain/perte : perte linéaire passive (coefficient α) et gain/déplétion non-linéaire par DBS, en $\pm N_{S/AS}(z)P_p(z)$,
- un terme de création de photon par diffusion spontanée, proportionnel à $P_p(z)$.

Dès qu'un photon est créé par diffusion spontanée, il est aussitôt amplifié (Stokes) ou déplété (anti-Stokes) par diffusion Brillouin stimulée : nous décrivons ici plus simplement le régime de diffusion spontanée amplifiée, présentée en début de chapitre.

Si on considère que la pompe n'est pas significativement déplétée ($P_p = P_0 e^{-\alpha z}$), on peut alors résoudre analytiquement ces équations, ce qui donne :

$$N_S(\nu, 0) = (1 + \bar{n}) \left[\left(1 + \alpha L_{eff} \frac{1 - S(\nu)}{S(\nu)} \right) e^{S(\nu)} - \frac{\alpha L_{eff} + S(\nu)}{S(\nu)} \right] \quad (\text{II.55a})$$

$$N_{AS}(\nu, 0) = \bar{n} \left[\left(\alpha L_{eff} \frac{1 + S(\nu)}{S(\nu)} - 1 \right) e^{-S(\nu)} + \frac{\alpha L_{eff} + S(\nu)}{S(\nu)} \right] \quad (\text{II.55b})$$

où $S(\nu) = C(\nu)P_0 L_{eff}$ avec les notations précédentes. De façon encore plus simple, dans le cas où la fibre présente des pertes faibles ($\alpha L \ll 1$), ce qui est le cas des fibres standard, on obtient le résultat simple suivant :

$$N_s(\nu, 0) = (1 + \bar{n}) \left[e^{S(\nu)} - 1 \right] \quad (\text{II.56a})$$

$$N_{as}(\nu, 0) = \bar{n} \left[1 - e^{-S(\nu)} \right] \quad (\text{II.56b})$$

Les densités de photons ne dépendent alors que du paramètre $S(\nu) = C(\nu)P_0 L$, comme l'avait déjà montré Boyd dans [14] par une résolution temporelle des équations (II.15c).

Nous allons, dans la fin de cette section, émettre l'hypothèse que la fibre est suffisamment biréfringente pour que, le long de celle-ci, la polarisation de la pompe passe par tous les états de polarisation possibles. Nous allons tout d'abord supposer que dans ce cas, l'efficacité du transfert d'énergie de la pompe au signal rétro-diffusé est la moitié de l'efficacité précédemment évoquée. Le paramètre S devient alors :

$$S(\nu) = \frac{1}{2}C(\nu)P_0L \quad (\text{II.57})$$

Les équations (II.56) demeurent vraies avec les mêmes notations. Nous allons, dans la partie suivante, voir qu'il est possible, grâce à ce résultat simple, d'évaluer l'efficacité Brillouin dans différentes fibres.

II.C.2 Mesure des coefficients d'efficacité Brillouin de quelques fibres optiques usuelles

II.C.2.a Principe de la méthode

Cette fois, avec notre dispositif (OL décalé), contrairement à l'expérience de [13], le décalage de fréquence créé par le modulateur acousto-optique entraîne la mesure de la DSP suivante :

$$DSP_{\text{élec}}(\nu) \propto P_{OL} [DSP((\nu_0 + \nu_a) - \nu) + DSP((\nu_0 + \nu_a) + \nu)] \quad (\text{II.58})$$

Le pic Stokes est alors placé en $\nu_B + \nu_a$ et le pic anti-Stokes en $\nu_B - \nu_a$:

$$DSP_{\text{élec}}(\nu_B + \nu_a) \propto P_{OL} \cdot DSP(\nu_0 - \nu_B) \propto P_{OL} \cdot N_S(\nu_B) \quad (\text{II.59})$$

$$DSP_{\text{élec}}(\nu_B - \nu_a) \propto P_{OL} \cdot DSP(\nu_0 + \nu_B) \propto P_{OL} \cdot N_{AS}(\nu_B) \quad (\text{II.60})$$

En effet, puisque d'une part la largeur des pics est $\Delta\nu_B < 40$ MHz, et que d'autre part ils sont ici distants de $2\nu_a = 222$ MHz, ceux-ci sont complètement séparés (c'est pourquoi l'on a négligé la contribution du spectre de l'un sur le pic de l'autre). On peut donc, sur les mêmes DSP électriques, évaluer les maxima des DSP Stokes et anti-Stokes, puis les comparer. Donc, si l'on connaît parfaitement la longueur de la fibre, on peut évaluer, à partir des mesures, un nouveau paramètre que nous appellerons Y :

$$Y = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{DSP_{\text{élec}}(\nu_B + \nu_a)}{DSP_{\text{élec}}(\nu_B - \nu_a)} \right) \quad (\text{II.61})$$

En effet, d'après (II.56), Y est proportionnel à C_B et à la puissance de pompe P_0 :

$$Y = \frac{1}{2}C_B P_0 \quad (\text{II.62})$$

Afin de mesurer C_B , on peut tracer l'évolution de ce paramètre Y , pour plusieurs puissances de pompe P_0 connues. La principale source d'incertitude de cette mesure provient de la connaissance plus ou moins bonne de ces puissances, liée à la justesse du puissance-mètre utilisé. En effet, l'utilisation d'un rapport entre les deux pics de la densité spectrale de puissance (qui sont mesurés lors des mêmes balayages de l'analyseur de spectre électrique) permet de s'affranchir de toute calibration du système (pertes linéaires, sensibilité

du détecteur, etc.), contrairement aux méthodes pompe/sonde utilisées habituellement pour mesurer le gain Brillouin g_B , qui nécessitent d'évaluer le gain sur l'intensité de l'onde sonde comme le rapport de deux mesures de puissance, l'une en entrée de fibre et l'autre en sortie [16, 25, 26]. C'est pourquoi l'on qualifie notre expérience de mesure auto-référencée, ce qui la rend particulièrement fidèle. En effet l'écart de répétabilité de la mesure du coefficient C_B a été évaluée à 2% lors de 10 mesures successives sur une fibre SMF28 de longueur $L = 66$ m (régression linéaire à 12 points du paramètre $Y(P_0)$). Une autre différence majeure est que cette mesure n'utilise qu'une entrée de la fibre. Enfin, et c'est un des points les plus importants, notre mesure est insensible à la polarisation, grâce à l'introduction du brouilleur. Nous discuterons plus en détail des effets de la polarisation (validité des équations (II.56)) à la fin du chapitre. Avant cela, nous allons utiliser cette méthode sur deux fibres télécom standard précédemment modélisées : la SMF28 et la LEAF de CorningTM.

II.C.2.b Comparaison de deux fibres télécom classiques

Le paramètre Y a été tracé sur la figure II.22, pour une fibre SMF28 de 66 m, ainsi que pour deux échantillons de fibre LEAF de longueurs respectives 11.3 m et 103 m, connues avec exactitude (moins d'1% d'erreur). Le premier résultat important concerne l'efficacité Brillouin de la SMF28. Par cette méthode elle a été évaluée à :

$$C_B^{SMF28} = 0.195 \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1} \quad (\text{II.63})$$

L'aire de couplage acousto-optique (pour le mode fondamental) de la SMF28 peut être estimée, à l'aide des modélisations présentées précédemment, ce qui donne :

$$A_{ao}^{SMF28} = 87 \text{ } \mu\text{m}^2$$

On peut donc en déduire une valeur de gain Brillouin g_B :

$$g_B^{SMF28} = 1,68 \pm 0,03 \times 10^{-11} \text{ m} \cdot \text{W}^{-1} \quad (\text{II.64})$$

Cette valeur est compatible avec celles que l'on trouve dans la littérature, bien que celles-ci soient assez variées : de $g_B^{SMF28} = 1,3 \times 10^{-11} \text{ m} \cdot \text{W}^{-1}$ donnée par Jáuregui *et al.* [27] à $g_B^{SMF28} = 2,6 \times 10^{-11} \text{ m} \cdot \text{W}^{-1}$ que donnent Niklès *et al.* dans [16].

On peut également remarquer que les mesures des deux fibres LEAF (de longueurs différentes) sont tout à fait en accord l'une avec l'autre, et en conclure que notre mesure est insensible à la longueur de la fibre (nous verrons que certaines conditions doivent être satisfaites pour que ce soit effectivement le cas).

Ensuite, un résultat qui peut dans un premier temps surprendre apparaît clairement : l'efficacité Brillouin de la fibre LEAF est moins importante que celle de la SMF28, et ce de façon très nette. En effet, d'après les mesures :

$$C_B^{LEAF} = 0,108 \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1} \quad (\text{II.65})$$

Conformément aux données du fabricant de ces fibres, l'aire effective du mode optique de la LEAF est plus petite que celle du mode de la SMF28. On aurait donc pu s'attendre à une plus forte efficacité pour la LEAF. Cependant, si l'on se rappelle des résultats de [6]

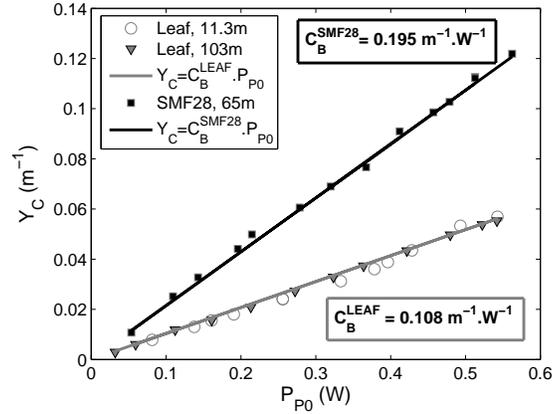


FIGURE II.22: Evaluation des efficacités Brillouin d’une fibre SMF28 et de 2 échantillons de fibres LEAF de longueurs différentes (10 m et 100 m) à partir de mesures de Y_C .

exposés plus haut, l’aire qui caractérise l’efficacité Brillouin est l’aire de couplage acousto-optique. Si l’on calcule cette aire pour le mode acoustique fondamental de la fibre LEAF, il apparaît en effet que :

$$A_{ao}^{LEAF} \approx 160 \mu\text{m}^2 \quad (\text{II.66})$$

La valeur de A_{ao}^{LEAF} n’a pas été déterminée avec une précision très grande du fait du profil plus complexe de cette fibre, mais cette précision est suffisante pour affirmer que la valeur est beaucoup plus grande que celle de A_{ao}^{SMF28} . Le résultat constaté est donc bien logique, et confirme que le paramètre décisif pour l’estimation de l’efficacité Brillouin (et donc du seuil) dans une fibre est l’aire de couplage acousto-optique. Le gain Brillouin g_B varie peu d’une fibre à une autre, tant que celles-ci demeurent faiblement dopées. Ceci est assez logique, d’après la définition de g_B de l’équation (II.8)

On peut enfin conclure que la méthode exposée est un outil simple et efficace, permettant de caractériser la diffusion Brillouin dans les fibres optiques monomodes. Deux contraintes viennent limiter le spectre d’utilisation de celle-ci :

1. Dans certains cas, les fibres peuvent présenter des spectres très larges, et les parties Stokes de certains pics peuvent se superposer avec les parties anti-Stokes des autres. Il convient alors d’utiliser un décalage de fréquence adapté (éventuellement plus important) au niveau de l’oscillateur local, en changeant de modulateur, ou en montant plusieurs en série. Cela n’a pas été nécessaire lors de la mesure de la LEAF, bien qu’elle possède un spectre Brillouin très large (environ 700 MHz, voir figure II.15), car le pic principal, sur lequel porte l’étude ici, est éloigné de près de 400 MHz des autres pics.
2. L’effet de la polarisation n’est négligeable ni pour tous les types de fibre (notamment dans le cas d’une fibre à maintien de polarisation), ni pour toutes les longueurs de fibres. Ceci constitue une limite fondamentale, c’est pourquoi nous l’étudierons dans toute la sous-partie suivante qui donnera quelques points de repères concernant ce problème.

II.C.3 Prise en compte des effets de polarisation

II.C.3.a Description théorique du problème

En posant d'emblée les équations (II.54), puis en introduisant ensuite un facteur $1/2$ dans celles-ci, nous supposons implicitement que l'onde sonde (Stokes ou anti-Stokes) n'était pas polarisée, ce qui est faux dans la pratique. En effet, même dans le cas d'une intensité de pompe assez faible, on constate expérimentalement que le signal est partiellement polarisé. Comme l'ont montré Foschini et Poole dans [28], dans une fibre faiblement biréfringente et suffisamment longue (pour qu'une onde passe par tous les états de polarisation), le couplage $\langle \eta \rangle$ moyen entre deux ondes n'est pas toujours $1/2$, mais peut varier entre $1/3$ et $2/3$, selon les polarisations relatives de l'onde pompe et de l'onde sonde en sortie de fibre. En effet, l'efficacité de couplage est définie comme :

$$\eta = \frac{1}{2} (1 + \vec{p} \cdot \vec{s}) \quad (\text{II.67})$$

où \vec{s} est, en notation de Stokes (voir la représentations des états de polarisations sur la sphère de Poincaré par Born et Wolf dans [29]), le vecteur polarisation de l'onde sonde, et \vec{p} celui de l'onde pompe. Attention : par convention, la polarisation de l'onde est définie par rapport à son axe de propagation. \vec{s} est référencé par rapport à l'axe ($z_0 - z$), alors que \vec{p} est référencé par rapport à ($-z_0z$). Ceci affecte le signe du troisième élément du vecteur polarisation.

Comme l'a montré Corsi dans [30], la moyenne $\langle \vec{s} \cdot \vec{p} \rangle$ s'exprime, comme :

$$\langle \vec{s} \cdot \vec{p} \rangle = 1/3 [s_1(0)p_1(0) + s_2(0)p_2(0) - s_3(0)p_3(0)] \quad (\text{II.68})$$

Si l'on note \vec{p}_0 et \vec{s}_0 les vecteurs polarisations en $z = 0$ de la pompe et de la sonde, et que l'on définit la matrice \mathbf{M} , comme ci-dessous :

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

alors :

$$\langle \eta \rangle = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{3} \vec{p}_0 \cdot \mathbf{M} \vec{s}_0 \right) \quad (\text{II.69})$$

Suivant la polarisation observée lors de la mesure (selon la polarisation de l'OL), l'amplification/déplétion n'est donc pas la même. L'onde spontanée amplifiée recueillie est donc finalement partiellement polarisée, par un processus de gain et de pertes sélectif suivant la polarisation. Mais ceci ne constitue pas le seul facteur contribuant à la polarisation des ondes pompe et sonde.

Une description complète de l'évolution d'une onde pompe et d'une onde Stokes par

DBS est donnée, d'après [23], par le système suivant :

$$-\frac{dN_S}{dz} = \frac{1}{2}(1 + \vec{s} \cdot \vec{p})C_B P_P N_S \quad (\text{II.70a})$$

$$-\frac{d\vec{s}}{dz} = \vec{\beta}_- \times \vec{s} - C_B P_P [\vec{s} \times (\vec{s} \times \vec{p})] \quad (\text{II.70b})$$

$$\frac{dP_P}{dz} = -\frac{1}{2}(1 + \vec{s} \cdot \vec{p})C_B N_S P_P \quad (\text{II.70c})$$

$$\frac{d\vec{p}}{dz} = \vec{\beta}_+ \times \vec{p} - C(\nu)P_S [\vec{p} \times (\vec{p} \times \vec{s})] \quad (\text{II.70d})$$

Ces équations font apparaître la biréfringence, qui est représentée par deux vecteurs $\vec{\beta}_+$ pour les propagations suivant ($-z0z$) et par $\vec{\beta}_-$ pour les propagations suivant ($z0 - z$).

Ceci peut immédiatement être reformulé, sous l'hypothèse que la pompe faiblement influencée par les ondes contra-propagatives et que les pertes linéaires sont négligeables ($P_P(z) = P_0$), en incorporant l'onde anti-Stokes. Cette dernière joue, étant donnée sa fréquence $\nu_0 - \nu_B$, dans une deuxième interaction, le rôle de "pompe" Brillouin, alors que l'onde pompe joue, dans celle-ci, le rôle de l'onde Stokes. Cela permet d'écrire le système :

$$-\frac{dN_S}{dz} = \frac{1}{2}(1 + \vec{s} \cdot \vec{p})C_B P_0 N_S \quad (\text{II.71a})$$

$$-\frac{dN_{AS}}{dz} = -\frac{1}{2}(1 + \vec{s} \cdot \vec{p})C_B P_0 N_{AS} \quad (\text{II.71b})$$

$$-\frac{d\vec{s}}{dz} = \vec{\beta}_- \times \vec{s} - C_B P_0 [\vec{s} \times (\vec{s} \times \vec{p})] \quad (\text{II.71c})$$

$$+\frac{d\vec{p}}{dz} = \vec{\beta}_+ \times \vec{p} \quad (\text{II.71d})$$

La troisième équation de ce système montre qu'en plus de la biréfringence, un autre terme affecte la polarisation \vec{s} des ondes sondes (Stokes et anti-Stokes). Ce double produit vectoriel traduit l'attraction de la polarisation de l'onde sonde vers l'onde pompe (l'attraction est en fait réciproque d'après l'équation II.70 mais comme nous considérerons toujours de faibles puissances de sonde, on néglige l'influence de son attraction sur la polarisation de pompe).

En résumé, deux phénomènes sont donc capables de polariser les ondes Stokes et anti-Stokes (une fois générées), lors de la propagation :

- le processus d'amplification/déplétion, en moyenne sensible à la polarisation de la pompe,
- l'attraction de la polarisation de la sonde par la polarisation de pompe, dans le cas où cette dernière est suffisamment puissante.

II.C.3.b Étude d'une fibre à maintien de polarisation

Cas d'une onde pompe polarisée suivant un axe propre de la fibre

Dans une fibre à maintien de polarisation, qui est à forte biréfringence suivant des axes

précis, si l'on injecte la pompe suivant un axe propre, alors l'effet de la biréfringence sur celle-ci est nul : $\vec{p}(z) = \vec{p}_0$. On peut alors se ramener à trois équations : deux sur les nombres de photons Stokes et anti-Stokes, une uniquement sur le produit scalaire $\vec{p}(z) \cdot \vec{s}$ en multipliant les deux membres de la troisième équation de II.71 par \vec{p}_0 :

$$-\frac{dN_S(z, \nu)}{dz} = \frac{1}{2}(1 + \vec{s} \cdot \vec{p}_0)C(\nu)P_0N_S(z, \nu) \quad (\text{II.72})$$

$$-\frac{dN_{AS}(z, \nu)}{dz} = -\frac{1}{2}(1 + \vec{s} \cdot \vec{p}_0)C(\nu)P_0N_{AS}(z, \nu) \quad (\text{II.73})$$

$$-\frac{d\vec{s}(z, \nu) \cdot \vec{p}_0}{dz} = -C(\nu)P_0 [(\vec{s}(z, \nu) \cdot \vec{p}_0)^2 - 1] \quad (\text{II.74})$$

La biréfringence a disparu de la troisième équation car :

$$(\vec{\beta} \times \vec{s}) \cdot \vec{p}_0 = (\vec{p}_0 \times \vec{\beta}) \cdot \vec{s} = \vec{0}$$

Dans le système précédent, la troisième équation est à variables séparables et peut se résoudre analytiquement. On obtient l'évolution du produit scalaire $\vec{p} \cdot \vec{s}$ qui dépend du produit scalaire initial en $z = L$. Les solutions sont tracées sur la figure II.23.

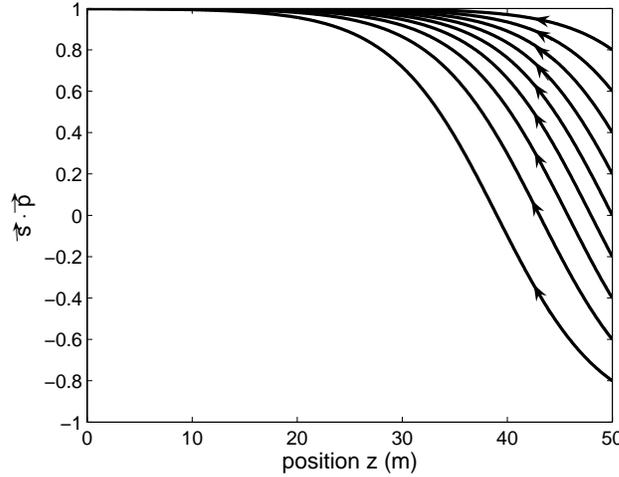


FIGURE II.23: Évolution du produit scalaire $(\vec{s} \cdot \vec{p})$ lors de la propagation de l'onde sonde. La puissance de pompe utilisée pour la simulation est : $P_0 = 0.5 \text{ W}$, et l'efficacité : $C_B = 0.2 \text{ m}^{-1} \text{ W}^{-1}$.

Comme on le voit sur cette figure, pour la grande majorité des polarisations de départ, le produit scalaire tend rapidement (un peu plus d'une dizaine de mètres) vers 1. Pour des fibres à maintien de polarisation suffisamment longues, on peut alors considérer que $\vec{p} \cdot \vec{s} = 1, \forall z$. On se ramène donc aux équations (II.54) du cas d'un matériau "bulk", où les ondes sont totalement polarisées. Le facteur 1/2 doit donc être éliminé de l'expression de S . De plus, le signal à détecter étant totalement polarisé, on peut ôter le brouilleur de polarisation du dispositif expérimental et régler la polarisation de l'oscillateur local pour maximiser le signal détecté. Sur l'axe perpendiculaire à la polarisation de la pompe, on

mesure un niveau de signal très faible, correspondant à des photons créés dans les zones les plus proches de l'entrée de la fibre, et qui sont donc peu amplifiés.

En conclusion, dans le cas de l'injection de l'onde pompe sur un axe propre d'une fibre à maintien de polarisation suffisamment longue, il est possible de mesurer l'efficacité Brillouin grâce à notre méthode, à ceci près que cette fois :

$$Y = C_B P_0 \quad (\text{II.75})$$

Cas d'une onde pompe polarisée à 45 ° des axes propres de la fibre

Si l'onde pompe est polarisée suivant la bissectrice des axes propres, le terme de biréfringence ne peut plus être écarté des équations car $\vec{\beta} \times \vec{p}_0 = \beta \gg 0$. Au contraire, puisque la biréfringence est de l'ordre de $\Delta n = 5.10^{-4}$ [31], le vecteur biréfringence a pour module : $\beta = 2000 \text{ m}^{-1}$. Donc, pour des puissances de l'ordre du Watt, et des efficacités $C_B < 0.5 \text{ m}^{-1}\text{W}^{-1}$, $\beta \gg C_B P_P$. La polarisation de l'onde de pompe varie alors très vite et l'attraction est négligeable. Dans ce cas, $\vec{p} \cdot \vec{s}$ est effectivement nul en moyenne, et donc $\langle \eta \rangle = 1/2$: l'onde sonde, amplifiée de façon égale dans toutes les directions, n'est pas polarisée. Nous sommes alors complètement dans le cas supposé en début de partie où :

$$Y = \frac{1}{2} C_B P_0 \quad (\text{II.76})$$

Ce résultat se vérifie expérimentalement sur la figure II.24 : on observe que le signal n'est pas polarisé (par modification de la polarisation de l'OL), et que Y mesuré dans ce cas prend exactement des valeurs deux fois plus petites que dans le cas d'une injection sur un axe propre.

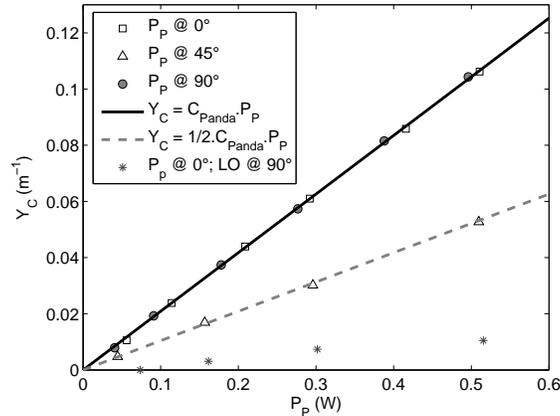


FIGURE II.24: Évaluation de l'efficacité Brillouin d'une fibre PANDA à partir de mesures de spectres avec pompe sur les axes propres, ou à 45°. Le brouilleur précédemment utilisé a été remplacé par un contrôleur de polarisation qui permet de faire varier l'état de polarisation de l'OL. Lorsque l'onde pompe est polarisée suivant un axe propre de la fibre, celui-ci est réglé pour maximiser le signal (marqueurs en carrés et disques). On peut également minimiser le signal (marqueurs en étoiles) et constater que le gain est proche de 0 suivant l'axe propre perpendiculaire à l'axe de pompe. Si l'onde pompe est injectée à 45°, le signal est dépolarisé et son réglage n'influe donc pas sur le niveau de signal (marqueurs en triangles).

La valeur de l'efficacité Brillouin mesurée pour une fibre PANDA ne dépend pas de l'axe propre d'injection choisi, et vaut :

$$C_B = 0.220 \text{ m}^{-1}\text{W}^{-1} \quad (\text{II.77})$$

En conclusion, l'étude de la fibre PANDA a permis de mieux comprendre les effets de la polarisation de la lumière sur la diffusion Brillouin spontanée amplifiée et donc sur notre mesure d'efficacité Brillouin, en révélant l'existence de deux cas asymptotiques suivant l'état de polarisation de l'onde pompe. Reste à savoir si l'on peut se ramener à l'un ou l'autre de ces cas pour une fibre faiblement et aléatoirement biréfringente comme la SMF28.

II.C.3.c Retour sur les hypothèses initiales concernant l'efficacité de couplage

Il est certain, comme nous l'avons évoqué auparavant, que le cas de figure où l'onde sonde n'est pas polarisée ne peut être vérifié ici, puisqu'on a montré que $\langle \eta \rangle$ varie entre 1/3 et 2/3 suivant la polarisation d'arrivée des photons (spontanés ici). Les questions qui demeurent sont les suivantes : après moyennage sur tous les états de polarisation (grâce au brouilleur de polarisation), l'équation (II.62) sur $Y(P_0)$ est elle approximativement vérifiée ? L'attraction des polarisations peut-elle être négligée ?

Cette dernière question n'a pas de réponse triviale. En effet, la biréfringence consiste, pour ces fibres, en un processus stochastique : négliger un terme dans l'équation sur l'évolution de la polarisation n'est donc pas simple. On peut, par contre, essayer de se fier à des indices expérimentaux. Dans le cas où la polarisation des ondes Stokes et anti-Stokes proviendrait uniquement des gains et déplétions, celles-ci devraient être opposées (l'onde Stokes est amplifiée majoritairement suivant la polarisation de la pompe, alors que l'onde anti-Stokes est déplétée). Si l'attraction par la polarisation de l'onde pompe était majoritairement responsable de leurs polarisations, les deux ondes seraient très fortement polarisées suivant le même état (celui de la pompe), comme dans le cas d'une fibre PANDA pompée sur un axe propre.

La figure II.25 présente des mesures de DSP réalisées en maximisant, puis en minimisant le signal de la DSP correspondant à l'onde Stokes dans le cas d'une SMF28 (gauche), et d'une PANDA pompée sur un axe propre (droite). On constate sur les DSP de la SMF28, que l'onde Stokes est bien polarisée, mais l'onde anti-Stokes ne l'est pas. Or, une polarisation par le gain et les pertes, aurait dû polariser l'onde anti-Stokes dans un état orthogonal à celui de l'onde Stokes. Une polarisation d'ensemble de 2.5 dB, que l'on peut attribuer à l'attraction par la polarisation de pompe, est responsable de ce résultat légèrement différent. Cependant par comparaison avec les DSP mesurées sur une PANDA, on voit bien que l'effet de l'attraction est beaucoup moins important pour la SMF28 : 2.5 dB au lieu de 15 dB.

Afin de pouvoir obtenir des solutions analytiques à notre problème, nous négligerons donc, par la suite, l'attraction de pompe. Dès lors que l'onde sonde est, en sortie de fibre, partiellement polarisée, on ne raisonne plus sur un nombre de photons, mais sur une densité de photons par état de polarisation (*i.e.* par unité de surface de la sphère de Pointcaré) notée $\mathcal{N}_{S/\mathcal{AS}}$. Pour simplifier l'étude, nous postulons également que la densité de photons spontanément diffusés par état de polarisation est, en moyenne, uniforme. Pour chaque

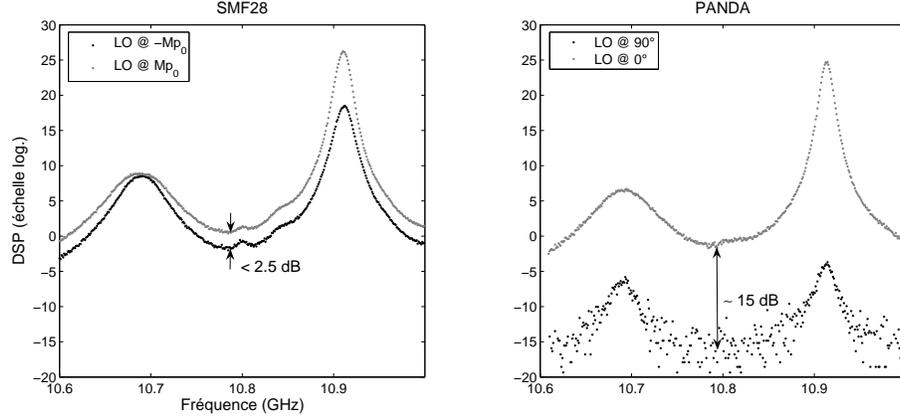


FIGURE II.25: Comparaisons des spectres de rétrodiffusions Stokes et anti-Stokes pour une fibre SMF28 et une fibre PANDA : dépendance à la polarisation de l'onde pompe.

état de polarisation \vec{s}_0 en $z = 0$, la polarisation de la sonde en z peut être décrite par un vecteur $\vec{s}_{s0}(z)$ tel que $\vec{s}_{s0}(0) = \vec{s}_0$. En effet, comme l'on néglige l'effet d'attraction non-linéaire de pompe sur la polarisation, les fonctions reliant les états de polarisation en z à ceux en $z = 0$ sont bijectives (isomorphismes de \mathbb{R}^3). On peut donc compter les photons séparément suivant leur polarisation d'arrivée en $z = 0$, pour ensuite en faire la somme (expérimentalement opérée par le brouilleur de polarisation sur l'OL). L'équation d'évolution de la densité de photons Stokes et anti-Stokes arrivant en $z = 0$, avec la polarisation \vec{s}_0 s'écrit donc :

$$-\frac{d\mathcal{N}_{S\vec{s}_0}(z)}{dz} = \frac{1}{2}[1 + \vec{s}_{s0}(z) \cdot \vec{p}(z)]C_B P_0 \mathcal{N}_{S\vec{s}_0}(z) + \frac{(\bar{n} + 1)}{4\pi} C_B P_0 \quad (\text{II.78})$$

$$-\frac{d\mathcal{N}_{AS\vec{s}_0}(z)}{dz} = -\frac{1}{2}[1 + \vec{s}_{s0}(z) \cdot \vec{p}(z)]C_B P_0 \mathcal{N}_{AS\vec{s}_0}(z) + \frac{\bar{n}}{4\pi} C_B P_0 \quad (\text{II.79})$$

On connaît la valeur moyenne de l'efficacité de polarisation suivant la polarisation d'entrée, pour des fibres longues, d'après l'équation (II.69) :

$$\frac{1}{L} \int_0^L \frac{1}{2}[1 + \vec{s}_{s0}(z) \cdot \vec{p}(z)] dz = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{1}{3} \vec{s}_0 \cdot \mathbf{M} \vec{p}_0 \right] \quad (\text{II.80})$$

Pour des valeurs de z plus grandes que la longueur de battement de la fibre (typiquement 10 m pour la SMF28), on peut donc estimer que :

$$\int_0^z \frac{1}{2}[1 + \vec{s}_{s0}(x) \cdot \vec{p}(x)] dx = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{1}{3} \vec{s}_0 \cdot \mathbf{M} \vec{p}_0 \right] z \quad (\text{II.81})$$

Comme la majeure partie de la puissance rétro-diffusée provient des parties de la fibre les plus éloignées de $z = 0$, l'erreur commise en supposant que l'équation (II.81) est vraie pour tout z , est faible. Avec cette supposition, il est possible d'intégrer le système, ce qui donne :

$$\mathcal{N}_{S_{s0}} = \left(\frac{\bar{n} + 1}{2\pi} \right) \frac{\exp\left(\frac{1}{2}[1 + \frac{1}{3}\vec{s}_0 \cdot \mathbf{M}\vec{p}_0]C_B P_0 L\right) - 1}{[1 + \frac{1}{3}\vec{s}_0 \cdot \mathbf{M}\vec{p}_0]} \quad (\text{II.82})$$

$$\mathcal{N}_{AS_{s0}} = \left(\frac{\bar{n}}{2\pi} \right) \frac{1 - \exp\left(-\frac{1}{2}[1 + \frac{1}{3}\vec{s}_0 \cdot \mathbf{M}\vec{p}_0]C_B P_0 L\right)}{[1 + \frac{1}{3}\vec{s}_0 \cdot \mathbf{M}\vec{p}_0]} \quad (\text{II.83})$$

Enfin, après intégration sur tous les états de polarisation, on obtient les nombres de photons Stokes et anti-Stokes totaux :

$$N_S = 3(\bar{n} + 1) \left[\text{E}_i\left(-\frac{1}{3}C_B P_0 L\right) - \text{E}_i\left(-\frac{2}{3}C_B P_0 L\right) - \ln(2) \right] \quad (\text{II.84})$$

$$N_{AS} = 3\bar{n} \left[\text{E}_i\left(\frac{2}{3}C_B P_0 L\right) - \text{E}_i\left(\frac{1}{3}C_B P_0 L\right) + \ln(2) \right] \quad (\text{II.85})$$

où E_i est la fonction exponentielle-intégrale définie par :

$$\text{E}_i(x) = \int_{-\infty}^x \frac{e^t}{t} dt$$

On peut donc, à partir de ces expressions, évaluer $Y(P_0)$. Le développement limité de cette fonction au voisinage de 0 donne :

$$Y(P_0) = \frac{1}{2}C_B P_0 + O(P_0^3) \quad (\text{II.86})$$

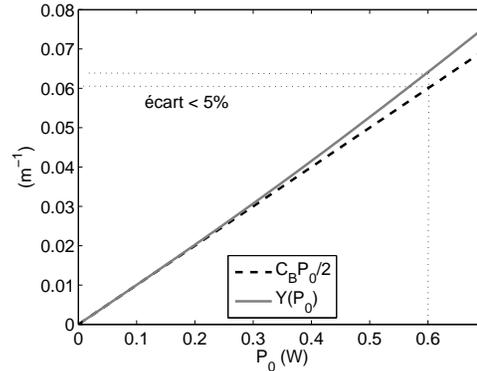


FIGURE II.26: Graphe comparant la fonction $Y(P_0)$ obtenue par les derniers développements, avec la fonction $C_B P_0 / 2$ supposée au début de cette partie.

L'équation (II.86) montre bien qu'au voisinage de 0, on se ramène à l'équation (II.62), que nous avons obtenue grâce à nos hypothèses de départ. Sur la figure II.26, on peut observer que l'écart entre la fonction Y et son expression dans l'équation (II.62) est inférieur à 5 %, tant que la puissance de pompe ne dépasse pas 0.6 W, ce qui est toujours réalisé dans le cadre de notre expérience. On peut donc conclure que, sous réserve que la longueur de la fibre testée soit très supérieure sa longueur de biréfringence, notre méthode de mesure de l'efficacité Brillouin surestime toujours celle-ci, mais de moins de 5 % si $P_0 < 0.6$ W, qui reste un écart de justesse acceptable.

II.D Conclusion du chapitre II

Dans ce chapitre, après avoir introduit les différents aspects phénoménologiques et théoriques de la diffusion Brillouin, nous avons présenté des outils numériques ainsi que des méthodes expérimentales permettant de connaître au mieux toutes les caractéristiques de la rétro-diffusion Brillouin dans les fibres optiques. En premier lieu, nos modélisations numériques permettent de prévoir les spectres de rétro-diffusion Brillouin de n'importe quelle fibre monomode à symétrie de révolution. Ensuite, une première expérience de caractérisation de la forme du spectre Brillouin a validé les modélisations et, au prix de quelques modifications s'est avérée capable de caractériser certaines fibres spéciales. Enfin, une deuxième expérience, très proche de la première dans sa mise en œuvre (un seul composant ajouté), permet d'évaluer l'efficacité Brillouin dans ces fibres, avec une grande répétabilité. Ces modélisations et ces expériences sont la base de la suite de notre travail. À ce stade, elles constituent des outils solides pour aborder l'étude de la dépendance en température et en déformation des fibres, puis la mesure distribuée de ces deux mesurandes, qui seront présentées dans le chapitre III.

Bibliographie

- [1] Robert W. Boyd. *Non-linear optics*, chapter 8, pages 403–413. Academic Press, San Diego, USA, 2008.
 - [2] www.epfl.ch.
 - [3] Govind P. Agrawal. *Non-Linear Fiber Optics, 3rd Edition*, chapter 9, pages 355–51. Academic Press, San Diego, USA, 2001.
 - [4] R. G. Smith. Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated raman and brillouin scattering. *Appl. Opt.*, 11(11) :2489–2494, 1972.
 - [5] Sébastien Le Floch and Pierre Cambon. Theoretical evaluation of the brillouin threshold and the steady-state brillouin equations in standard single-mode optical fibers. *J. Opt. Soc. Am. A*, 20(6) :1132–1137, 2003.
 - [6] Andrey Kobayakov, Shiva Kumar, Dipak Chowdhury, A. Boh Ruffin, Micheal Sauer, Scott Bickham, and Raj Mishra. Design concept for optical fibers with enhanced sbs threshold. *Opt. Express*, 13(14) :5338–5346, 2005.
 - [7] Chen Kuei Jen, A. Safaai-Jazi, and G. W. Farnell. Leaky modes in weakly guiding fiber acoustic waveguides. *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelectr., Freq. Control*, 33(6) :634–643, 1986.
 - [8] A. Safaai-Jazi, Cheng-Kuei Jen, and G. W. Farnell. Analysis of weakly guiding fiber acoustic waveguide. *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelectr., Freq. Control*, 33(1) :59–68, 1986.
 - [9] www.exfo.com.
 - [10] K. Morishita. Numerical analysis of pulse broadening in graded index optical fibers. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 29(4) :348–352, Apr 1981.
 - [11] Dietrich Marcuse. *Theory of dielectrical optical waveguides*, chapter 2, page 63. Academic Press, San Diego, USA, 1991.
 - [12] M. D. Mermelstein, M. J. Andrejco, J. Fini, A. Yablon, C. Headley III, D. J. Di-Giovanni, and A. H. McCurdy. 11.2 db sbs gain suppression in a large mode area yb-doped optical fiber. volume 6873, page 68730N. SPIE, 2008.
 - [13] A. Yeniay, J. M. Delavaux, and J. Toulouse. Spontaneous and stimulated brillouin scattering gain spectra in optical fibers. *J. Lightw. Technol.*, 20(8) :1425–1432, Aug. 2002.
 - [14] Robert W. Boyd, Kazimierz Rzaewski, and Paul Narum. Noise initiation of stimulated brillouin scattering. *Phys. Rev. A*, 42(9) :5514–5521, Nov 1990.
 - [15] Alexis Méndez and T. F. Morse. *Specialty Optical Fibers Handbook Par Alexis Méndez, T. F. Morse*. Elsevier, 2007.
 - [16] Nori Shibata, Katsunari Okamoto, and Yuji Azuma. Longitudinal acoustic modes and brillouin-gain spectra for geo2-doped-core single-mode fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(6) :1167–1174, 1989.
 - [17] Weiwen Zou, Zuyuan He, A.D. Yablon, and K. Hotate. Dependence of brillouin frequency shift in optical fibers on draw-induced residual elastic and inelastic strains. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 19(18) :1389–1391, Sept.15, 2007.
-

-
- [18] Lufan Zou, Xiaoyi Bao, and Liang Chen. Brillouin scattering spectrum in photonic crystal fiber with a partially germanium-doped core. *Opt. Lett.*, 28(21) :2022–2024, 2003.
- [19] Lufan Zou, Xiaoyi Bao, Shahraam Afshar V., and Liang Chen. Dependence of the Brillouin frequency shift on strain and temperature in a photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, 29(13) :1485–1487, 2004.
- [20] J. C. Beugnot, T. Sylvestre, D. Alasia, H. Maillotte, V. Laude, A. Monteville, L. Provino, N. Traynor, S. Foaleng Mafang, and L. Thévenaz. Complete experimental characterization of stimulated Brillouin scattering in photonic crystal fiber. *Opt. Express*, 15(23) :15517–15522, 2007.
- [21] Alan H. McCurdy. Modeling of stimulated Brillouin scattering in optical fibers with arbitrary radial index profile. *J. Lightwave Technol.*, 23(11) :3509, 2005.
- [22] Laurent Lombard. *Méthodes non linéaires de remise en forme de faisceau pour amplificateur de puissance à fibre multimode*. PhD thesis, Université Paris-Sud, U.F.R. scientifique d’Orsay, 2005.
- [23] Shifeng Jiang. *Contributions à l’étude théorique des bruits quantiques et classiques dans les amplificateurs Raman distribués*. PhD thesis, Telecom-Paristech, 2008.
- [24] M. Nikles, L. Thevenaz, and P. A. Robert. Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers. *J. Lightw. Technol.*, 15(10) :1842–1851, Oct. 1997.
- [25] Alayn Loayssa, Rubén Hernández, David Benito, and Sonia Galech. Characterization of stimulated Brillouin scattering spectra by use of optical single-sideband modulation. *Opt. Lett.*, 29(6) :638–640, 2004.
- [26] A. Boh Ruffin, Ming-Jun Li, Xin Chen, Andrey Kobayakov, and Frank Annunziata. Brillouin gain analysis for fibers with different refractive indices. *Opt. Lett.*, 30(23) :3123–3125, 2005.
- [27] César Jáuregui Misas, Periklis Petropoulos, and David J. Richardson. Slowing of pulses to $c/10$ with subwatt power levels and low latency using Brillouin amplification in a bismuth-oxide optical fiber. *J. Lightwave Technol.*, 25(1) :216–221, 2007.
- [28] G. J. Foschini and C. D. Poole. Statistical theory of polarization dispersion in single mode fibers. *J. Lightw. Technol.*, 9(11) :1439–1456, Nov. 1991.
- [29] Max Born and Emil Wolf. *Principles of optics, 7th Edition*, chapter 1, pages 31–32. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2001.
- [30] Fabrizio Corsi, Andrea Galtarossa, and Luca Palmieri. Analytical treatment of polarization-mode dispersion in single-mode fibers by means of the backscattered signal. *J. Opt. Soc. Am. A*, 16(3) :574–583, 1999.
- [31] <http://www.fujikura.co.uk>.
-

Chapitre III

Utilisation de la diffusion Brillouin pour la réalisation d'un système de mesure répartie de température et de déformations

Dans ce chapitre, avant de présenter notre dispositif expérimental B-OTDR, nous allons réaliser un état de l'art des différentes méthodes permettant une mesure répartie du spectre Brillouin. Ensuite nous présenterons les variations des paramètres mesurables du spectre Brillouin avec celles des deux mesurandes : la température et les déformations. Enfin la possibilité de les séparer grâce à une mesure sur deux paramètres sera discutée, en envisageant plusieurs possibilités.

III.A Les différents systèmes de mesure utilisant la diffusion Brillouin

Du point de vue de l'utilisateur, il peut paraître pratique de classer ces méthodes suivant qu'elles nécessitent un accès à une seule ou aux deux extrémités de la fibre. Cependant, nous avons préféré ici les classer par rapport au domaine d'analyse de l'interrogateur :

1. domaine temporel,
2. domaine fréquentiel,
3. domaine de corrélation.

En effet, nous verrons que c'est bien le type d'analyse qui détermine les performances de ces systèmes (résolution spatiale, portée, seuil de discrimination).

III.A.1 Les systèmes de mesures continues à localisation dans le domaine temporel

Ces systèmes utilisent le principe général de l'OTDR décrit dans le chapitre I, afin de localiser la mesure. On distingue cependant B-OTDR et B-OTDA, car l'un caractérise la

rétro-diffusion spontanée amplifiée (B-OTDR) et l'autre (B-OTDA) mesure un gain ou des pertes induits sur une onde par interaction avec une autre.

III.A.1.a Le B-OTDR

Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre I, le B-OTDR réalise une analyse spectrale et temporelle de la lumière rétro-diffusée (diffusion spontanée amplifiée) lors de la propagation d'une impulsion dans la fibre utilisée par le capteur. Il existe des différences notables entre les systèmes d'analyses spectrales de la lumière qui peuvent être soit optiques, soit électroniques. Une solution optique est d'utiliser un IFP piezo-électrique en tant que filtre optique accordable. Les traces de B-OTDR à chacune des fréquences transmises successivement par ce filtre sont enregistrées pour former le spectre Brillouin réparti (voir figure III.1). Un système d'interrogation commercial, le DTSS de la société Sensornet, utilise ce principe d'analyse spectrale [1].

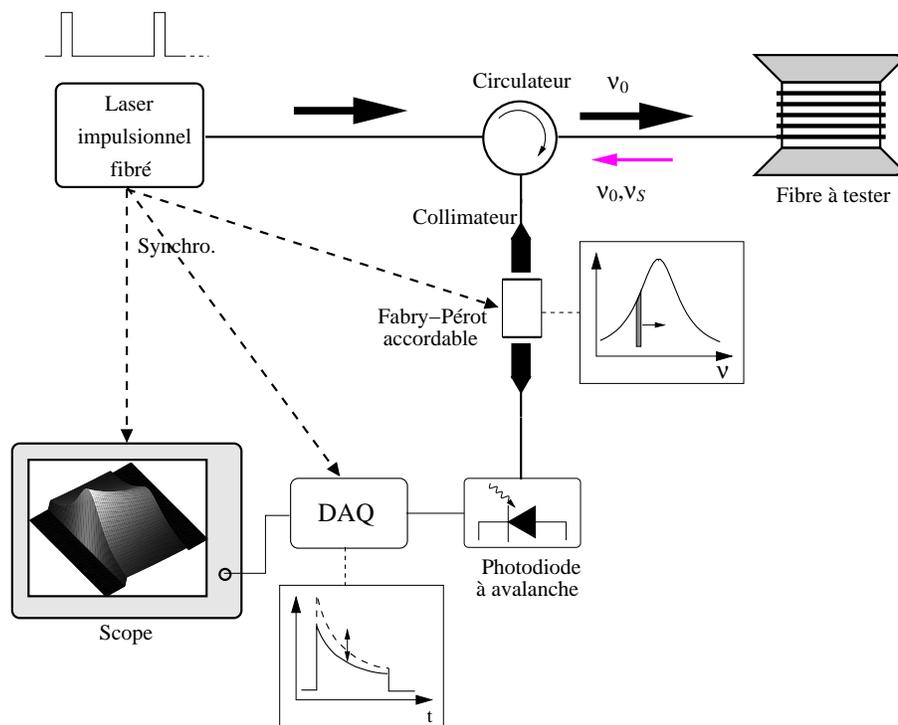


FIGURE III.1: Système B-OTDR utilisant une analyse spectrale optique

Dans le domaine de l'instrumentation opto-électronique, on considère habituellement qu'il est préférable de réaliser la conversion du domaine optique vers le domaine électronique le plus tard possible (entre autres pour éviter d'ajouter des bruits thermiques qui seraient amplifiés par la suite). Il s'agit bien ici de la volonté des concepteurs, quitte à utiliser un photodétecteur très sensible (en général photodiode à avalanche). Cependant, l'IFP piezo-électrique est un composant très sensible à son environnement, en particulier aux variations de température ambiante qui modifient la longueur de la cavité (même si

on trouve, dans le commerce, des IFP sertis dans l'Invar¹). Afin d'améliorer la reproductibilité des mesures d'un tel système, il est donc nécessaire de garder ce composant dans un environnement contrôlé. Il est également recommandé de l'étalonner régulièrement, car sa sensibilité peut être modifiée par un grand nombre de balayages (créés par déformations mécaniques). Une solution alternative est de réaliser la sélection spectrale par un interféromètre de type Mach-Zender fibré, dont le chemin optique d'un des bras peut être ajusté [2]. L'utilisation de ce procédé requiert exactement la même maîtrise des conditions expérimentales que dans le cas de l'IFP.

La gamme de fréquence à analyser s'étend rarement sur plus de 1 GHz (correspond environ à 2% d'élongation, comme nous le verrons plus tard). Il est donc possible de réaliser cette mesure spectrale dans le domaine électrique. Shimizu *et al.* dans [3] utilisaient, comme nous l'avons fait dans le chapitre II, une méthode auto-hétérodyne. Le battement obtenu (dont la fréquence ν_B varie lentement au cours du temps), est mélangé à un oscillateur RF (radio-fréquence). Ce Il est alors reporté autour d'une fréquence intermédiaire (IF), avant que l'on détecte son enveloppe avec un couple composé d'un filtre passe-bande centré sur l'IF, et un détecteur. En faisant varier la fréquence de l'oscillateur RF, on reconstitue, fréquence par fréquence, le spectre Brillouin réparti (voir figure III.2).

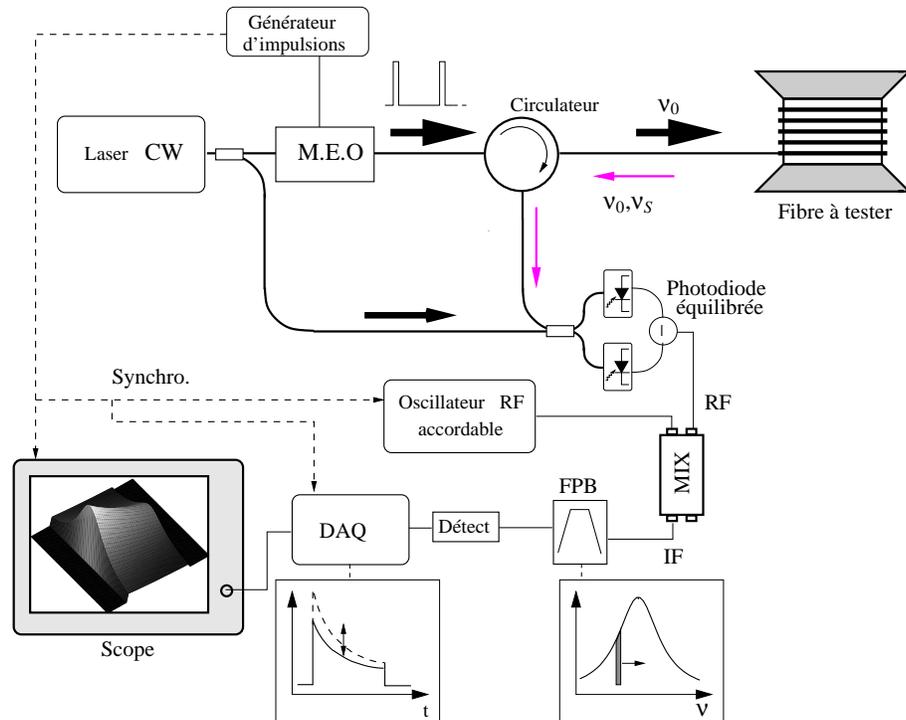


FIGURE III.2: Système B-OTDR utilisant une analyse spectrale électrique

Grâce à la détection hétérodyne, il est possible de se placer à la limite quantique du détecteur en augmentant la puissance de l'OL. Un des défauts de ce type de système est la détection du battement qui est réalisée autour de 10 GHz (technologie coûteuse : détecteur RF, oscillateur RF). Ce désagrément peut éventuellement être contourné comme

1. L'Invar est un matériau à très faible expansion thermique autour de 20 °C

dans [3], en injectant l'impulsion de pompe dans une boucle à recirculation, dans laquelle on introduit un modulateur acousto-optique, pour décaler la fréquence de cette onde. Après une centaine de tours de boucle, on peut se ramener dans une bande de base de 2 GHz si cela est nécessaire.

III.A.1.b Le Brillouin Optial Time Domain Analyser (B-OTDA)

Les B-OTDA ne sont pas, comme les B-OTDR, des réflectomètres. En effet, ces systèmes utilisent une analyse de la DBS, en mesurant le spectre de gain Brillouin, de façon répartie, tout le long de la fibre. Il est alors nécessaire d'injecter, dans la fibre à tester, une onde pompe et une onde sonde, dont l'interaction engendrera un transfert d'énergie de la première vers la deuxième. Deux configurations sont donc possibles, l'une consiste en la mesure du gain sur la sonde, l'autre en la mesure des pertes sur la pompe. Dans le premier cas, présenté dans [4], la sonde, de faible puissance, est impulsionnelle, et la pompe plus puissante est continue. Dans le deuxième, il s'agit exactement du contraire [5]. Sur les chronogrammes de la figure III.3 (à gauche), on peut observer schématiquement l'amplification d'une onde sonde (qui a une fréquence inférieure de ν_{B1} à celle de l'onde pompe) au passage de l'onde pompe. La partie de l'onde sonde qui croise l'impulsion de pompe dans une zone dont la fréquence Brillouin est différente (ν_{B2}), l'onde sonde est moins amplifiée. En faisant varier la fréquence Brillouin de l'onde sonde, on obtient, trace par trace, le spectre réparti.

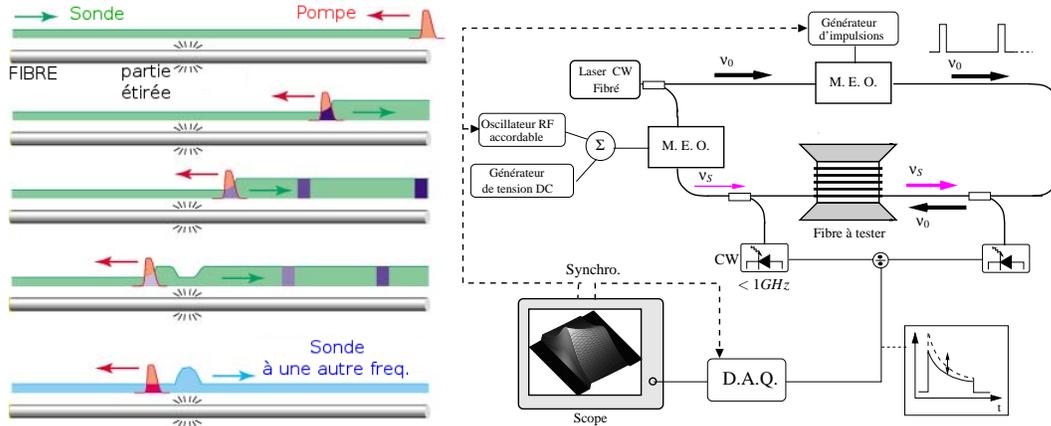


FIGURE III.3: Principe (d'après [6]) et dispositif d'un B-OTDA utilisant une analyse du gain.

Comme on peut le voir sur la figure III.3, on peut réaliser ce genre de configuration avec un seul laser, en réalisant la sonde à partir de la pompe que l'on décale grâce à un modulateur (électro-optique) d'intensité. Il est également possible d'injecter pompe et sonde en une même extrémité, en créant une réflexion (miroir ou clivage) à l'autre bout. La pompe est ensuite rejetée avant le détecteur avec un filtre optique [7], on peut alors n'utiliser qu'un seul modulateur pour créer le décalage de fréquence et les impulsions².

2. Le schéma de B-OTDA présente une configuration assez basique pour la compréhension du lecteur. Elle est volontairement peu économique en matériel.

III.A.1.c Caractéristiques des systèmes d'interrogation dans le domaine temporel.

Nous allons ici introduire les différentes grandeurs qui déterminent les performances des B-OTDR et B-OTDA. La discussion sur ces caractéristiques reprendra plus en détail après la présentation de notre propre B-OTDR.

Résolution spatiale δz

La résolution est en général définie pour ces systèmes comme la demi-longueur de l'impulsion de pompe (ou de sonde suivant la configuration) de durée T_p :

$$\delta z = \frac{cT_p}{2n_G} \quad (\text{III.1})$$

Cependant, Fellay *et al.* [8] ont montré que la résolution spatiale des systèmes B-OTDA ne peut guère atteindre des valeurs très inférieures à 1 m. En effet, la durée de vie des phonons, qui est responsable de la largeur du spectre Brillouin, est de l'ordre de 10 ns. Lorsque la durée de l'impulsion de pompe injectée est très inférieure à cette valeur, la DBS n'intervient plus. L'optimisation des performances sur les systèmes commerciaux a permis d'atteindre une résolution spatiale d'environ 0.5 m [9], qui ne pourra donc pas être améliorée sensiblement dans l'avenir.

Pour les systèmes B-OTDR, la limite provient également de la largeur spectrale de l'onde rétro-diffusée. En effet pour des impulsions de largeur T_p , la largeur spectrale du signal de pompe est de $\Delta\nu_p = 1/T_p$. Le spectre de l'onde rétro-diffusée est la convolution de ce spectre avec celui du gain Brillouin. La largeur de l'onde Stokes est donc $f_p + \Delta\nu_B$. De plus, lors de l'analyse spectrale, il convient de ne pas filtrer les variations temporelles de T_p , la largeur du filtre ne peut donc pas être plus petite que $\Delta\nu_p$. Le spectre finalement reconstruit est la convolution de ce filtre avec le spectre de l'onde Stokes, sa largeur est donc de l'ordre de $2\Delta\nu_p + \Delta\nu_B$ (nous illustrerons ceci grâce à nos propres expériences). Lorsque la fréquence $\Delta\nu_p$ devient très grande devant $\Delta\nu_B$ (*i.e.* la durée de l'impulsion de pompe très petite devant le temps de vie des phonons), la largeur du spectre mesuré devient également très grande (et son amplitude d'autant plus petite). On peut donc considérer, pour le B-OTDR également, que la résolution spatiale est liée au temps de vie des phonons. La résolution spatiale de ce type d'appareils est limitée à 1 m [10].

Excursion L_{max}

La portée est limitée essentiellement par les pertes linéaires dans la fibre, en fonction du rapport signal sur bruit nécessaire pour l'analyse des signaux. Celui-ci est étroitement lié à ce que l'on appelle le **budget optique**, qui correspond au rapport signal sur bruit optique pour la mesure d'une fibre sans pertes. Celui-ci dépend de la configuration du dispositif, mais un budget optique de 10 dB peut être retenu comme une valeur typique. Les fibres standard ont une atténuation de 0.2 dB/km, ce qui correspond à une atténuation aller-retour (ou pompe + sonde) de 0.4 dB/km. Si l'on considère que le rapport signal sur bruit minimal pour une détection de fréquence centrale est 0 dB, alors la portée est de l'ordre de 20 km. On peut cependant améliorer la portée en augmentant la résolution spatiale (ce qui augmente le budget optique), ou par d'autres procédés, comme l'amplification Raman

en ligne pour le B-OTDR (une portée de 150 km a été atteinte par Alahbabi *et al.* dans [11]), ou une amplification EDFA après plusieurs dizaines de kilomètres.

Seuil de discrimination (souvent appelé à tort résolution) $\delta\nu$

Il se trouve habituellement autour de 0.1 MHz, pour des résolutions spatiales de 1 m environ. Il est évident que plus la résolution spatiale est grande, meilleure est la discrimination.

Incertitude de localisation de la zone mesure $u(d)$

Il est en général possible de décaler la zone de mesure de 10 cm en 10 cm, même avec une résolution spatiale métrique. Il s'agit alors d'un sur-échantillonnage de la mesure ("oversampling" en anglais).

Étendue de mesure $((\Delta T)_{max}, (\Delta\epsilon)_{max})$

Celle-ci dépend de la constitution du système d'interrogation. Cependant intrinsèquement, elle n'est limitée que par la rupture de la fibre (± 3 % pour les déformations), et par le comportement structurel de la silice pour la température ($[-273, 700]^\circ\text{C}$ peut être retenue comme étendue typique).

Accès aux deux extrémités ?

Comme nous l'avons fait remarquer lors de la présentation du B-OTDA, il n'est pas forcément nécessaire d'avoir accès à la deuxième extrémité de la fibre pour injecter l'onde sonde : une réflexion sur celle-ci peut suffire. Il subsiste pourtant une grande différence avec les systèmes B-OTDR : en cas de rupture à un endroit de la ligne de mesure, ces derniers, reposant sur la réflectométrie, peuvent toujours réaliser des mesures jusqu'à cette rupture. Le B-OTDA, dans ce cas, ne peut plus rien mesurer : l'onde sonde et l'onde pompe ne se "croisent" plus, et n'interagissent donc plus : la DBS n'intervient pas. Néanmoins, comme nous le verrons en conclusion du chapitre IV, l'instrumentation raisonnable d'une structure requiert des accès réguliers au capteur (et donc à la fibre), qui peuvent alors permettre de court-circuiter une éventuelle rupture : le B-OTDA ne peut absolument pas être exclu des débats sur ce seul et unique critère.

Effet du ralentissement de la lumière

Dans les systèmes B-OTDA, lors du passage de l'impulsion, l'interaction Brillouin pompe-sonde induit un changement brutal d'indice effectif et une augmentation d'indice de groupe dans la fibre. Cela a pour effet de retarder la propagation de l'impulsion : cet effet est appelé ralentissement de la lumière ("slow-light" en anglais) [12, 13]. La configuration B-OTDA qui utilise une pompe continue (de forte puissance) et une sonde impulsionnelle est assez sensible à ce phénomène. De plus, le retard induit sur l'impulsion dépend de la différence de fréquence entre la pompe et la sonde (maximal à ν_B que l'on mesure et que l'on ne connaît pas a priori) : l'information ne se propage pas à la même vitesse suivant toutes les fréquences d'analyse. Cet effet dégrade donc, non-seulement la qualité de localisation de la mesure, mais également la discrimination fréquentielle du dispositif. Pour limiter les conséquences du ralentissement de la lumière, il convient donc d'appliquer des corrections temps-fréquence *a posteriori* sur les mesures, comme l'ont montré Thévenaz *et*

al. dans [14]. Les auteurs ont également montré que, s'il peut être gênant et doit être pris en compte pour les systèmes B-OTDA dans certain cas, ce ralentissement a cependant très peu d'influence sur les dispositifs B-OTDR. La sensibilité à cet effet des systèmes B-OFDA et B-OCDA, présentés ci-après, est également négligeable.

III.A.2 Les systèmes d'interrogation à localisation dans le domaine fréquentiel : B-OFDA

Comme nous l'avons présenté dans le chapitre I, l'OFDR permet d'effectuer des mesures réflectométriques à des résolutions spatiales très faibles devant celle d'un l'OTDR. C'est également dans le but de réaliser des mesures plus résolues que celles du B-OTDA, que Garus *et al.* ont proposé dans [15] une configuration d'analyse du spectre de gain Brillouin dans le domaine de fréquence : le B-OFDA (Brillouin Optical Frequency Domain Analyser). La sonde est ici modulée par une fréquence sinusoïdale lente ($< 1\text{GHz}$) par la sortie d'un analyseur de réseau, qui mesure les pertes sur l'onde pompe en fonction de cette fréquence de modulation. La fonction de transfert (dans le domaine fréquentiel) est alors soumise à une transformée de Fourier rapide (FFT) qui permet de reconstituer la réponse impulsionnelle du système. Tout comme dans le cas du B-OTDA, le spectre de pertes réparti (on peut aussi, comme dans le cas du B-OTDA réaliser des mesures de gain) est déterminé, trace par trace, en faisant varier la différence de fréquence entre l'onde pompe et l'onde sonde (voir figure III.4), autour de la fréquence Brillouin (10 GHz). L'avantage théorique de cette méthode vient du fait qu'elle n'est pas soumise à la limite

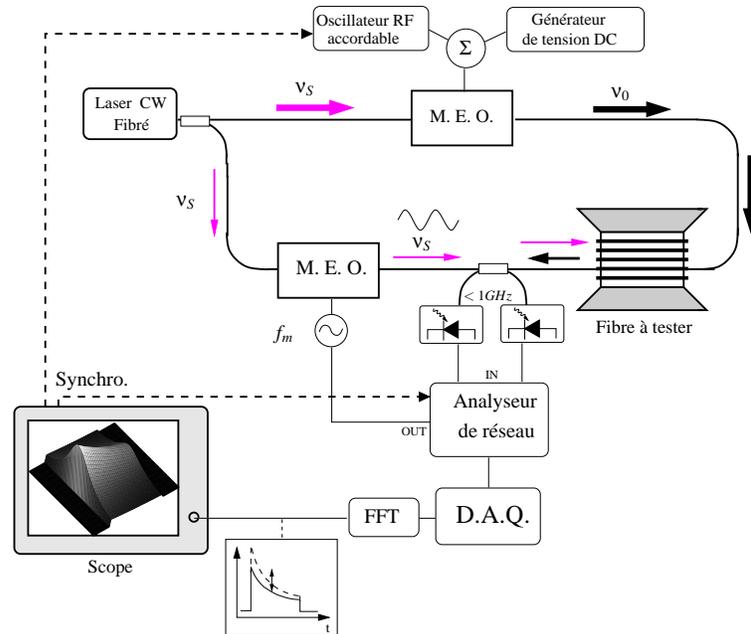


FIGURE III.4: Système B-OFDA utilisant une analyse des pertes.

fondamentale de résolution spatiale des instruments fonctionnant dans le domaine temporel. Comme pour l'OFDR, la résolution spatiale δz et la portée L_{max} sont fonction de l'étendue fréquentielle Δf_m , et la résolution fréquentielle de l'analyseur de réseau δf_m ,

par les relations :

$$\delta z = \frac{c}{2n \cdot \Delta f_m} \quad (III.2)$$

$$L_{max} = \frac{c}{2n \cdot \delta f_m} \quad (III.3)$$

Cette méthode reste expérimentale, et bien que potentiellement supérieure, elle n'a jamais permis d'atteindre des performances meilleures que celles des B-OTDA : une résolution spatiale de 2 m sur 10 km a récemment été présentée par Bernini *et al.* dans [16].

III.A.3 Les systèmes d'interrogation à localisation dans le domaine de corrélation : B-OCDA

Le fonctionnement de ce type de système, présenté par Hotate *et al.* dans [17], est sensiblement différent de ceux présentés précédemment. La puissance d'un laser continu dont la fréquence est modulée par un signal sinusoïdal de fréquence f_m (et d'amplitude ΔF_m) est répartie suivant deux bras. Dans le bras "sonde", ce signal est décalé par rapport au signal de pompe (décalage autour de ν_B), comme dans les autres configurations présentées. Ce signal sonde croise le signal de pompe dans la fibre sous test. Si la modulation de fréquence est assez profonde, la DBS ne se produit que dans un nombre fini de zones très localisées où la différence de fréquence $\Delta\nu$ entre l'onde pompe et l'onde sonde est exactement ν_B , comme le montre la figure III.5. En modulant l'amplitude de l'onde pompe par un signal en créneau à basse fréquence f_{ch} , on peut sélectionner, une seule de ces zones de corrélation. On analyse la dépendance spectrale du gain en modifiant le décalage de fréquence entre l'onde et la sonde, et on déplace la zone de mesure (zone de corrélation) en modifiant la fréquence f_m du signal de modulation FM du laser.

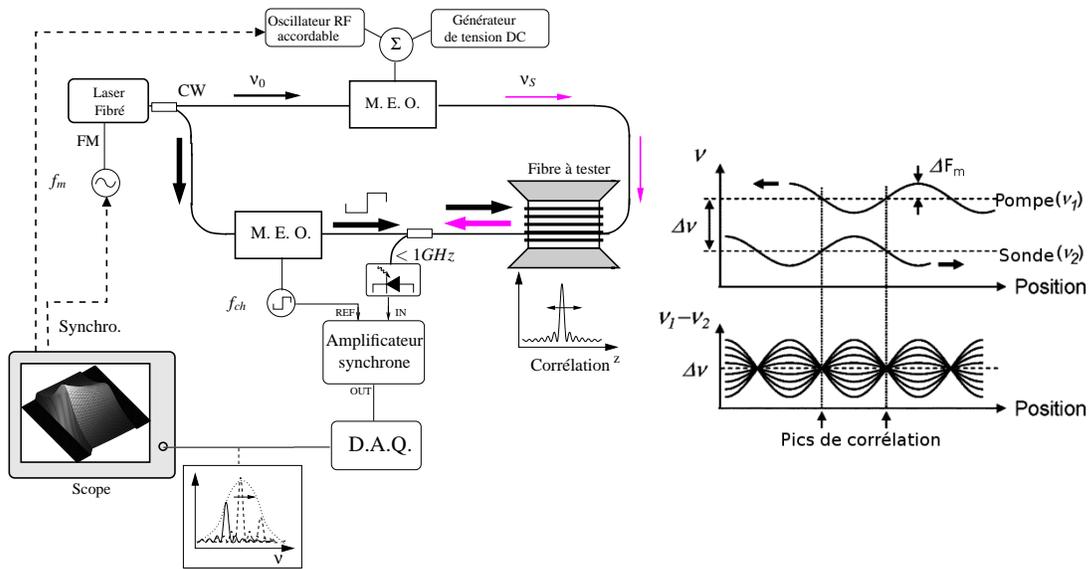


FIGURE III.5: Système B-OCDA, et son principe de base.

La résolution spatiale est alors donnée par :

$$\delta z = 1.52 \frac{c}{2\pi n_G \Delta F_m} \quad , \quad \text{si } f_m > \Delta\nu_B/2 \quad (\text{III.4})$$

$$\delta z = \frac{\Delta\nu_B}{f_m} \frac{c}{2\pi n_G \Delta F_m} \quad , \quad \text{si } f_m < \Delta\nu_B/2 \quad (\text{III.5})$$

Et la portée :

$$L_{max} = \frac{c}{2n_G f_m} \quad (\text{III.6})$$

La meilleure résolution spatiale a été obtenue par Song *et al.* dans [18] avec 2 mm. La portée habituelle de ce type de dispositif est quelques dizaines de mètres, alors que le seuil de discrimination (sur la fréquence) est autour de 3 MHz. L'apparition de ce type de systèmes montre qu'il est possible de réaliser des mesures par diffusion Brillouin à très haute résolution spatiale. Comme souvent, c'est au détriment de la discrimination et surtout de la portée, mais le développement de ce type d'appareil pourrait leur conférer un rôle complémentaire de celui des systèmes d'interrogation dans le domaine temporel.

III.B Réalisation d'un B-OTDR

Nous avons montré, dans le chapitre II, que des mesures réparties seraient plus pratiques que les mesures continues (CW) dans le cadre de certaines caractérisations. Nous verrons également, un peu plus loin, que lors de l'étalonnage de fibres pour la mesure de déformations, les mesures réparties sont indispensables. C'est pourquoi nous avons réalisé notre propre système de mesure Brillouin répartie. Puisque beaucoup de nos difficultés expérimentales proviennent des connections entre la fibre à tester et le dispositif de mesure, il nous a donc semblé préférable d'envisager la mise au point d'un B-OTDR plutôt qu'un B-OTDA. De plus, comme nous allons le présenter, le B-OTDR peut être réalisé, dans un premier temps, avec une configuration très proche de celle de la mesure CW.

III.B.1 Schéma bloc et principe général retenu

Sur la face arrière de l'analyseur de spectre électrique (hétérodyne) utilisé, se trouve une sortie analogique, qui permet d'observer le spectre électrique sous la forme d'une trace temporelle observable sur un oscilloscope par exemple. Si l'on reprend la configuration expérimentale du chapitre II, en utilisant une onde pompe impulsionnelle, il est donc possible d'observer les variations temporelles du spectre Brillouin, sur cette sortie. Pour cela, il est nécessaire de contrôler le balayage de l'analyseur de spectre afin qu'il soit bloqué (étendue fréquentielle ou "SPAN" = 0) durant l'enregistrement de la variation temporelle par l'oscilloscope. Un schéma du dispositif utilisé est donné sur la figure III.6. Les impulsions sont réalisées à partir du laser CW, grâce à un modulateur acousto-optique, piloté par un générateur d'impulsions électriques. Comme nous l'avons vu précédemment, ce modulateur induit un décalage en fréquence, qui dissymétrise le dispositif auto-hétérodyne. Les parties Stokes et anti-Stokes du spectre Brillouin sont donc décalées. Il convient donc, si l'on veut les superposer (et ainsi augmenter le niveau de signal de 3 dB, en régime de diffusion spontanée), d'ajouter un autre modulateur de même fréquence ν_a , qui fonctionne en régime

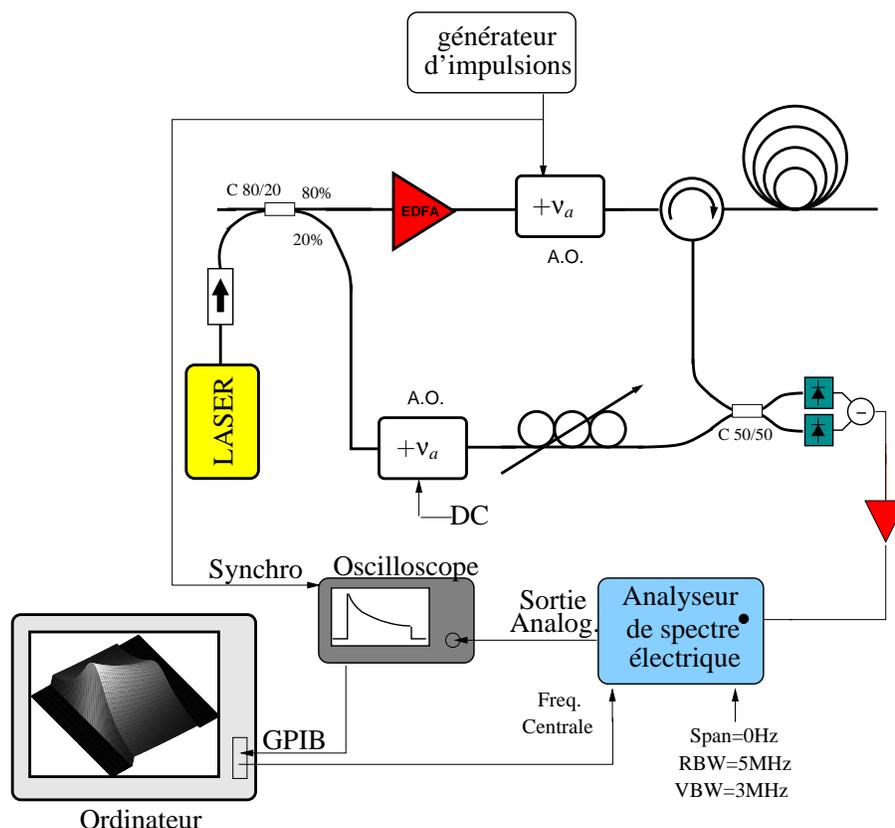


FIGURE III.6: Configuration de notre B-OTDR dans sa première version : l'analyseur de spectre électrique est utilisé en mode "zero span"

continu (alimenté par une tension DC), sur le bras de l'OL. Durant l'expérience on fait varier la fréquence de balayage de l'analyseur de spectre, et on enregistre successivement toutes les traces mesurées par l'oscilloscope (synchronisé avec le générateur d'impulsions). Les signaux d'entrée (générateur d'impulsions) et de sortie (traces d'oscilloscope) sont représentés sur la figure III.7. Sur celle-ci, la fibre testée est homogène de fréquence Brillouin ν_{B1} , à l'exception d'une partie qui est étirée sur une longueur L_e . La fréquence Brillouin, *i.e.* le maximum de la distribution spectrale de puissance, est donc différente sur cette portion, et vaut ν_{B2} .

III.B.2 Performances, limites de sensibilité de résolution

En théorie, le temps de montée des traces temporelles est égal à la durée de l'impulsion T_p . Si $L_e > \delta_z$ (voir chronogrammes de la figure III.7), alors la mesure de fréquence Brillouin, devrait être juste. Cependant, pour évaluer la densité spectrale de puissance, l'analyseur de spectre électrique utilise des filtres électriques. Le premier, de largeur RBW , est le filtre de résolution fréquentielle et se situe avant la détection RF. Son rôle est de sélectionner la fréquence du point de mesure. Le deuxième, après détection, est appelé filtre vidéo de largeur VBW . Il est utilisé pour éliminer le bruit qui subsiste après la détection RF. Lors d'une utilisation conventionnelle de l'appareil en régime CW, ces deux

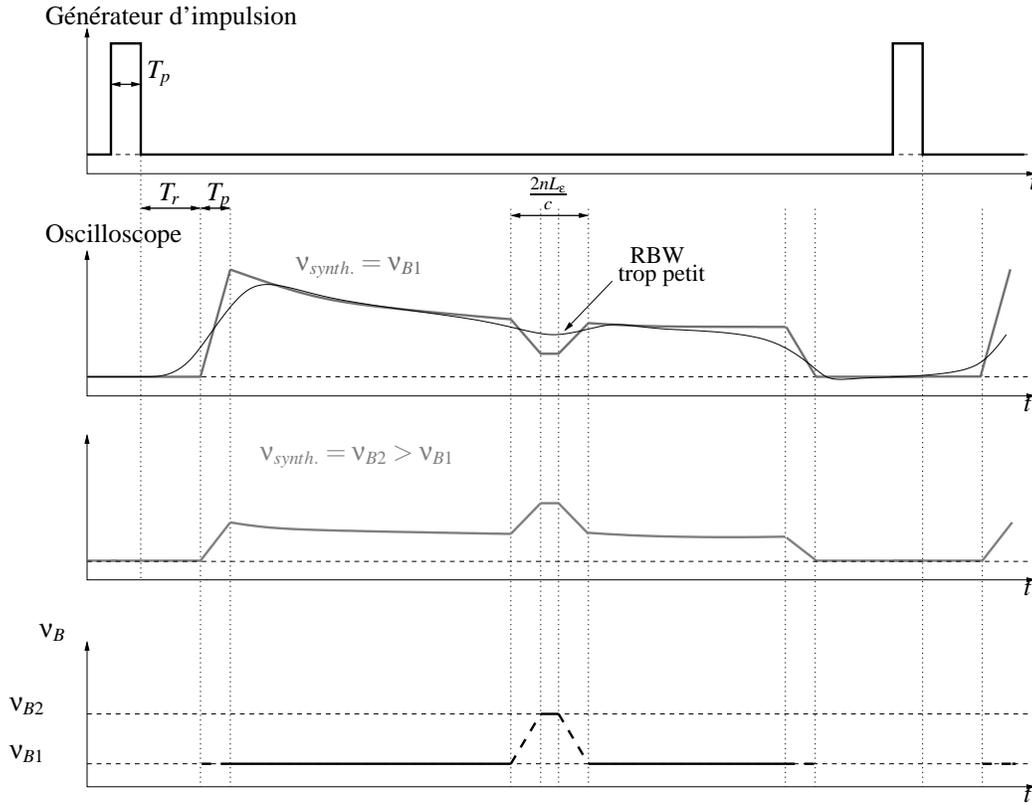


FIGURE III.7: Chronogramme du signal émis par le générateur d'impulsion (haut), des signaux reçus par l'oscilloscope pour 2 fréquences du synthétiseur ν_{B1} et ν_{B2} (centre), mesure répartie de fréquence Brillouin (bas). L'effet d'un filtre de résolution trop étroit est également présenté sur le deuxième chronogramme.

filtres doivent être assez sélectifs pour mesurer des spectres avec une bonne résolution fréquentielle. Sur notre analyseur de spectre, il est impossible d'ouvrir les bandes passantes de ces deux filtres plus que $VBW = 3$ MHz et $RBW = 5$ MHz. Cela entraîne que des variations temporelles plus rapides que 3 MHz sont invisibles sur la sortie analogique. Les détails dont les durées sont inférieures à 300 ns (coupure du premier harmonique), voire 600 ns (coupure du second harmonique) ne seront donc plus observables. Comme nous l'avons indiqué sur la figure III.7, ceci a pour effet de dégrader considérablement la résolution spatiale, dont la limite devient alors, si l'on suppose qu'il est nécessaire, pour détecter des variations, que deux de leurs harmoniques soient incluses dans la bande :

$$\delta_z = 2 \times \frac{c}{2n(VBW)} \approx 60 \text{ m} \quad (\text{III.7})$$

La figure III.8 représente une mesure de spectre répartie sur une bobine commerciale contenant 20km de fibre de type DSF. On observe qu'après 20 km on conserve encore, sur les spectres, un rapport signal sur bruit d'environ 5 dB. La durée des impulsions a été fixée à 200 ns (résolution spatiale non-filtrée de 20 m). Sur la figure III.9, on remarque que, sur cette bobine, le décalage de fréquence Brillouin est relativement homogène : des variations de moins de 5 MHz sont mesurées. De plus cela confirme que le rapport signal sur bruit

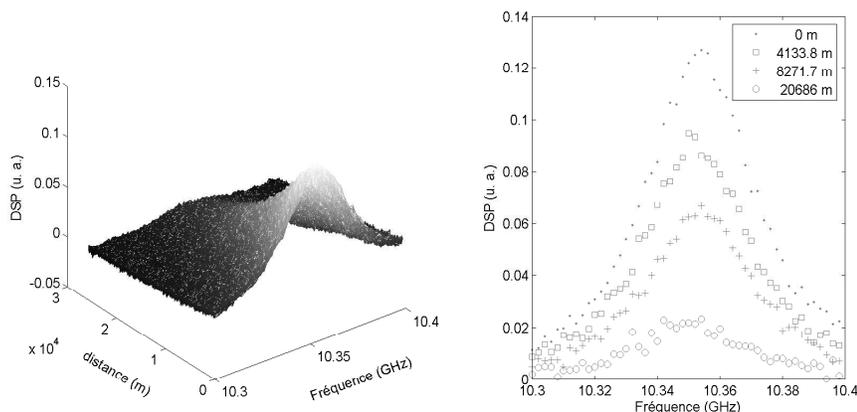


FIGURE III.8: (Gauche) Spectre réparti d'une fibre DSF longue de 20 km. (Droite) Quelques spectres mesurés le long de la fibre.

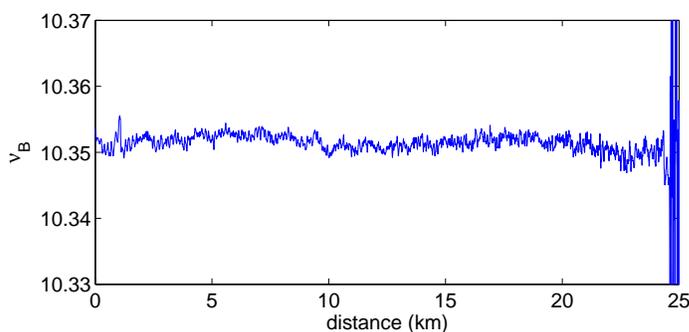


FIGURE III.9: Fréquence Brillouin mesurée tout le long de la fibre.

est suffisant. Les variations mesurées sont des variations lentes, et correspondent bien à des étirements locaux de la fibre, et non à un bruit de mesure dont on peut observer l'apparition légère à partir de 20 km. Par contre, comme prévu, aucune variation n'est détectée sur une échelle de moins de 60 m, à cause du filtrage de résolution. Sur la figure III.10, la mesure du spectre réparti sur une bobine hétérogène est présentée : 100 m de SMF28 soudée à 80 m de LEAF. Le modulateur acousto-optique du bras de l'OL (destiné à équilibrer la détection hétérodyne) a été enlevé, c'est pourquoi les parties Stokes et anti-Stokes des spectres Brillouin sont séparées. À droite, en haut, on observe que les deux spectres sont spatialement résolus : aucune trace du spectre de l'un n'est visible dans le spectre de l'autre : la résolution spatiale est donc bien inférieure à 80 m. En bas, sur la trace temporelle, on peut estimer la résolution spatiale à 60 m, si l'on considère qu'elle est égale à deux fois la longueur correspondant au temps de montée.

III.B.3 Améliorations réalisées, perspectives

Sachant que la durée minimale des impulsions que l'on peut créer grâce au modulateur acousto-optique est de 50 ns, on peut espérer atteindre une résolution spatiale d'environ

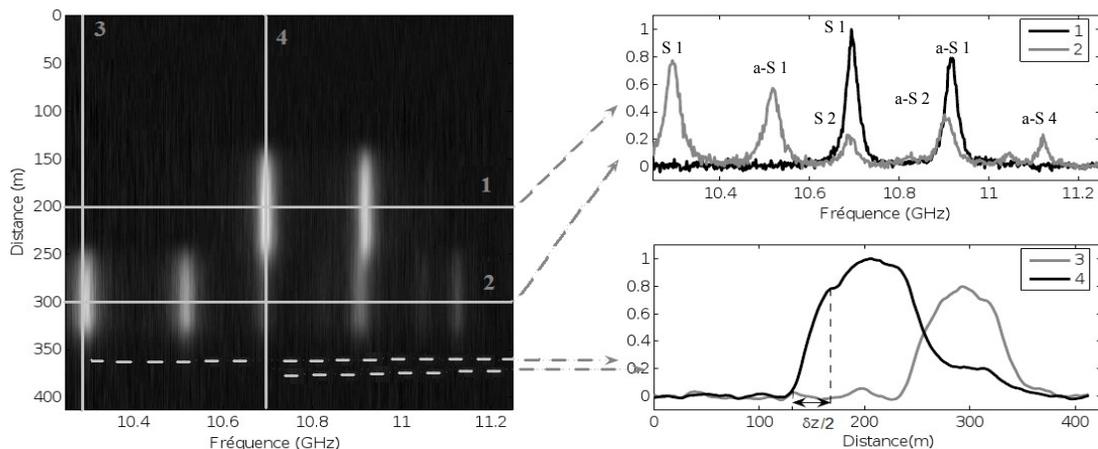


FIGURE III.10: (Gauche) Spectre réparti d'une SMF28 et d'une LEAF soudées l'une à l'autre. (Droite) Trace de fréquences, et trace de longueur. Le deuxième modulateur acousto-optique (qui équilibre le dispositif hétérodyne optique) n'a pas été inséré pour ces mesures. Les spectres Stokes et anti-Stokes des deux fibres sont donc séparés : ils sont notés S i et a-S i sur la figure.

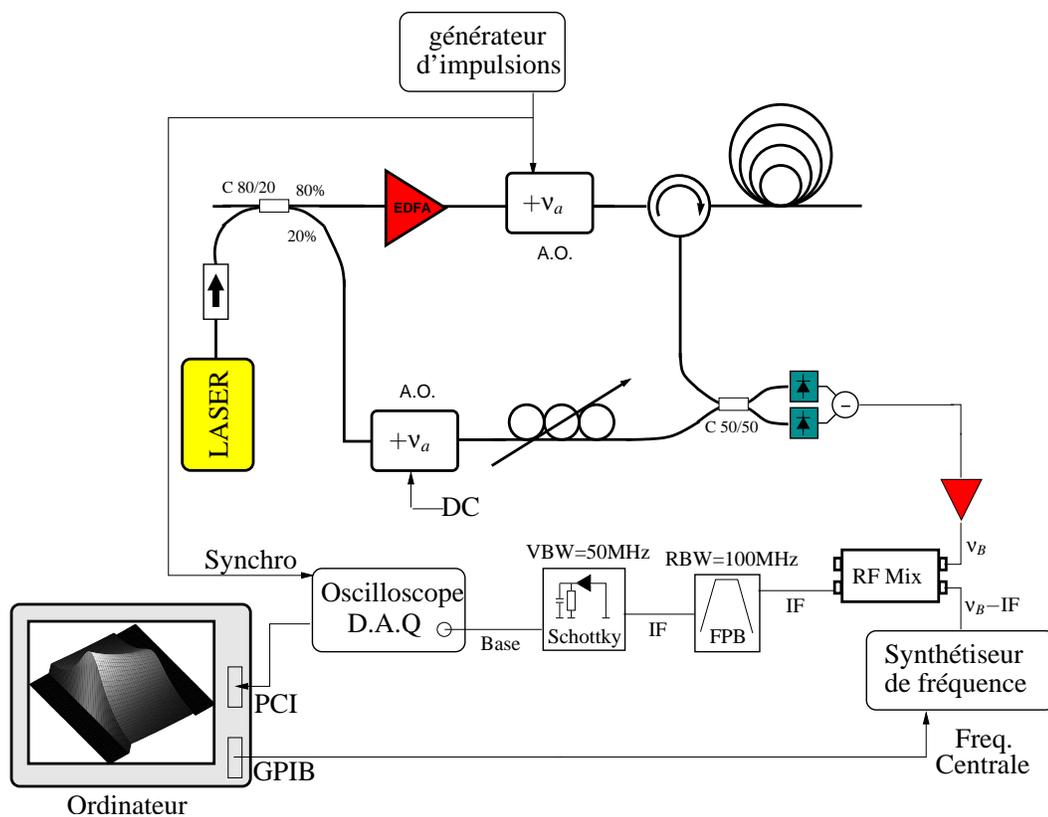


FIGURE III.11: B-OTDR dans une configuration plus évoluée : l'analyseur de spectre électrique est remplacé par quelques composants Radio-Fréquences.

5 m avec des filtres de largeurs mieux adaptées. Nous avons donc mis au point un dispositif

d'analyse analogue à celui de la figure III.11. L'analyseur de spectre y est remplacé par un synthétiseur de fréquences et des composants RF. Le signal provenant de la détection optique est mélangé à l'oscillation du synthétiseur (oscillateur local électrique) par un mélangeur à réjection d'image, afin de reporter son spectre autour d'une fréquence intermédiaire (IF) (ici IF=350 MHz). Un filtre passe bande centré sur IF, fixe maintenant la valeur de RBW à 100 MHz. Enfin, un détecteur Schottky éventuellement assorti d'un filtre vidéo réalise la détection, ramenant le signal dans la bande de base [0, 50] MHz. L'analyse spectrale est réalisée trace par trace en modifiant la fréquence d'oscillation de l'oscillateur local électrique.

Cet dispositif est encore en cours d'amélioration au laboratoire. Des ajustements de puissance sont notamment réalisés grâce à des amplificateurs électriques, placés à différentes positions de la chaîne de détection RF. Néanmoins, nous avons utilisé ce système pour l'étalonnage des fibres pour la mesure de déformations, que nous présenterons plus loin dans ce chapitre. Comme nous le verrons, la résolution spatiale a été estimée à 5 m. Elle est donc limitée par la durée minimale des impulsions réalisées avec notre modulateur acousto-optique. Le spectre obtenu en une zone de mesure est, comme nous l'avons fait remarqué en début de chapitre, la convolution entre le spectre Brillouin et la fonction de gain du filtre de résolution. La largeur de celui-ci étant cette fois plus grande que la largeur des spectres mesurés, on ne peut absolument plus la négliger. Comme on peut le voir sur la figure III.12, il est dans ce cas nécessaire d'utiliser des régressions adaptées qui ne sont plus lorentziennes (convolution d'une fonction rectangle et d'une lorentzienne), pour déterminer la fréquence Brillouin.

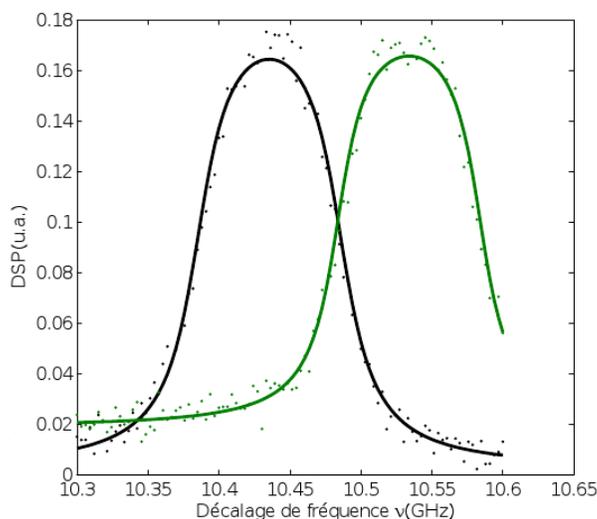


FIGURE III.12: Deux spectres obtenus avec le B-OTDR configuré pour une résolution spatiale de 5 m. Ils proviennent respectivement de deux zones (l'une étirée et l'autre libre de contrainte) distantes de 10 m dans une même fibre.

III.C Sensibilité de la fréquence Brillouin vis à vis des conditions extérieures : étalonnage de plusieurs fréquences Brillouin d'une même fibre

Nous allons présenter dans cette partie l'étalonnage de plusieurs pics de la fibre LEAF, pour la mesure de température, puis pour la mesure de déformations. Pour réaliser nos mesures, nous essaierons toujours d'utiliser en priorité des méthodes de mesure en régime CW (plus simples), avant d'éventuellement passer à des mesures réparties, si les résultats obtenus ne sont pas satisfaisants.

Comme dans [19], on peut évaluer, au premier ordre, à partir des paramètres mécaniques et optiques de la silice, les variations de la fréquence Brillouin avec la température et les déformations. En effet, en première approximation :

$$\nu_B \approx \frac{2n_{silice}V_D}{\lambda} \approx \frac{2n_{silice}}{\lambda} \sqrt{\frac{E(1-\kappa)}{\rho(1+\kappa)(1-2\kappa)}} \quad (\text{III.8})$$

Et donc pour les petites variations :

$$\frac{\delta\nu_B}{\nu_B} \approx \frac{\delta E}{2E} + \frac{\kappa(2-\kappa)\delta\kappa}{(1-\kappa^2)(1-2\kappa)} + \frac{\delta n}{n} - \frac{\delta\rho}{2\rho} \quad (\text{III.9})$$

On peut trouver dans la littérature [19] les variations des divers paramètres en fonction de l'élongation ϵ :

$$\frac{1}{2E} \frac{\delta E}{\delta\epsilon} = 2.88 \quad (\text{III.10})$$

$$\frac{\kappa(2-\kappa)}{(1-\kappa^2)(1-2\kappa)} \frac{\delta\kappa}{\delta\epsilon} = 1.11 \quad (\text{III.11})$$

$$\frac{1}{n} \frac{\delta n}{\delta\epsilon} = -0.23 \quad (\text{III.12})$$

$$\frac{1}{2\rho} \frac{\delta\rho}{\delta\epsilon} = 0.36 \quad (\text{III.13})$$

et également en fonction des petites variations de température :

$$\frac{1}{2E} \frac{\delta E}{\delta T} = 6.3 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \quad (\text{III.14})$$

$$\frac{\kappa(2-\kappa)}{(1-\kappa^2)(1-2\kappa)} \frac{\delta\kappa}{\delta T} = 4.8 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \quad (\text{III.15})$$

$$\frac{1}{n} \frac{\delta n}{\delta T} = 1.0 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \quad (\text{III.16})$$

$$\frac{1}{2\rho} \frac{\delta\rho}{\delta T} = -7.5 \times 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \quad (\text{III.17})$$

On remarque que, contrairement aux capteurs reposant sur une mesure de chemin optique, les capteurs à diffusion Brillouin, sont sensibles essentiellement à la variation du module d'Young et du coefficient de Poisson, et non directement à la densité ou la variation d'indice du milieu.

La description précédente permet seulement de déterminer un ordre de grandeur du décalage global de fréquence Brillouin (tous les pics). Dans le cas d'une fibre multipic, un étalonnage est nécessaire pour évaluer les sensibilités de chacune des positions des pics Brillouin avec la température, puis avec l'élongation.

III.C.1 Sensibilité de la fréquence Brillouin vis à vis de la température

Le procédé expérimental que nous avons utilisé, présenté sur la figure III.13, est très simple : utiliser le dispositif présenté dans le chapitre II sur la figure II.12, pour mesurer le spectre Brillouin global d'une fibre LEAF longue de 20 m environ, plongée dans un bain d'eau, dont on fera varier la température grâce à une plaque chauffante. Les mesures

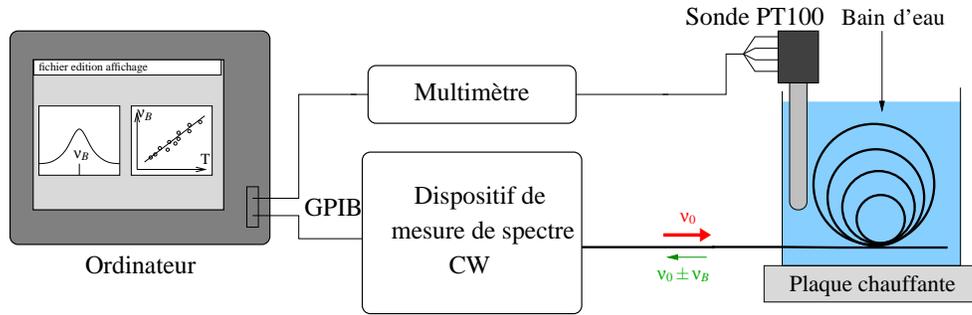


FIGURE III.13: Dispositif expérimental d'étalonnage en température.

sont réalisées les unes à la suite des autres, durant toute l'expérience. La résistance d'une sonde PT100 (voir présentation au chapitre I) est relevée lors de chaque mesure (mesure à 4 fils avec un multimètre). Cette sonde est étalonnée de 10 à 90 °C, et permet de mesurer la température avec une incertitude inférieure à 0.1 °C sur cet intervalle. Après plusieurs essais préliminaires, il est apparu que durant l'élévation de température du bain, des gradients thermiques importants apparaissaient. Par contre, durant le refroidissement (lent) du bain, la température était suffisamment homogène (à 0.3 °C près), pour obtenir une mesure assez juste. Nous nous sommes donc placés dans ce cadre pour réaliser l'étalonnage de la fibre. La figure III.14 montre une dépendance linéaire à 2 % près (au sens des moindres carrés), pour les positions des premier, troisième et quatrième pics Brillouin de la fibre. Comme nous l'avons vu précédemment, la fibre-amorce induit une déformation du spectre mesuré, sur le deuxième pic (malheureusement situé autour de 10.8 GHz), ce qui ne permet pas de réaliser un étalonnage satisfaisant de celui-ci. Nous n'avons cependant pas réalisé de mesure répartie dans cette expérience, car les développements suivants se concentreront sur l'étude des premier et quatrième pics, en vue d'une mesure simultanée de température et déformations. Les résultats obtenus pour les coefficients de variation C_T des pics 1, 3 et 4 sont :

$$C_{T1} = 1.00 \pm 0.02 \text{ MHz} \cdot ^\circ\text{C}^{-1} \quad (\text{III.18})$$

$$C_{T3} = 1.08 \pm 0.03 \text{ MHz} \cdot ^\circ\text{C}^{-1} \quad (\text{III.19})$$

$$C_{T4} = 1.09 \pm 0.03 \text{ MHz} \cdot ^\circ\text{C}^{-1} \quad (\text{III.20})$$

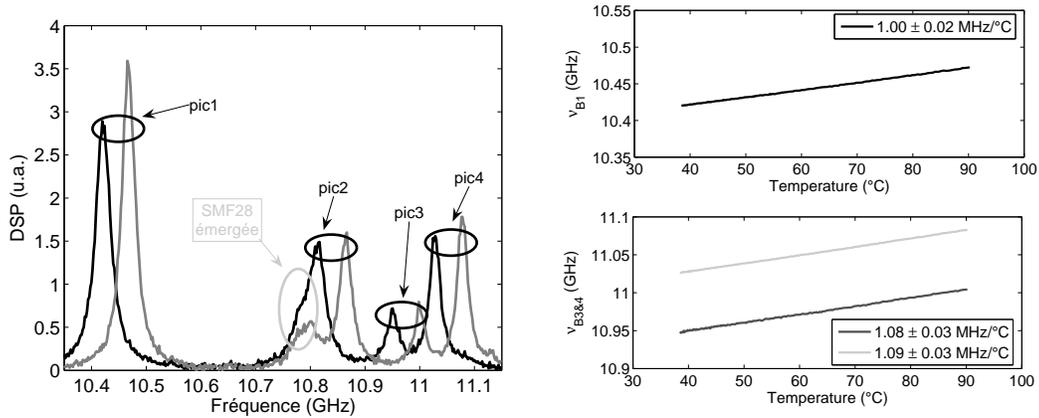


FIGURE III.14: (Gauche) Spectres obtenus à $T = 40\text{ }^{\circ}\text{C}$ (noir) et $T = 85\text{ }^{\circ}\text{C}$. (Droite) Décalages Brillouin mesurés pour les premier, troisième et quatrième pics.

III.C.2 Sensibilité de la fréquence Brillouin vis à vis des déformations

Étalonnage par mesure globale (CW) de fréquence Brillouin

La première expérience d'étalonnage consistait à enrouler la fibre optique à étudier sur un cylindre en aluminium creux, puis à le déformer en lui appliquant une compression axiale. Celle-ci entraînait une déformation radiale (coefficient de Poisson de l'aluminium), homogène dans la zone située au centre de la bobine. Par conséquent une elongation régulière de la fibre optique était réalisée dans cette zone. L'effort de compression est appliqué par une presse hydraulique sur le cylindre (figure III.15). Deux mesures de fréquence Brillouin sont réalisées lors de chaque palier. Dans un premier cycle, on applique des paliers d'effort croissants, puis décroissants. La force appliquée est relevée à l'aide d'un capteur de force situé sur le vérin de la presse.

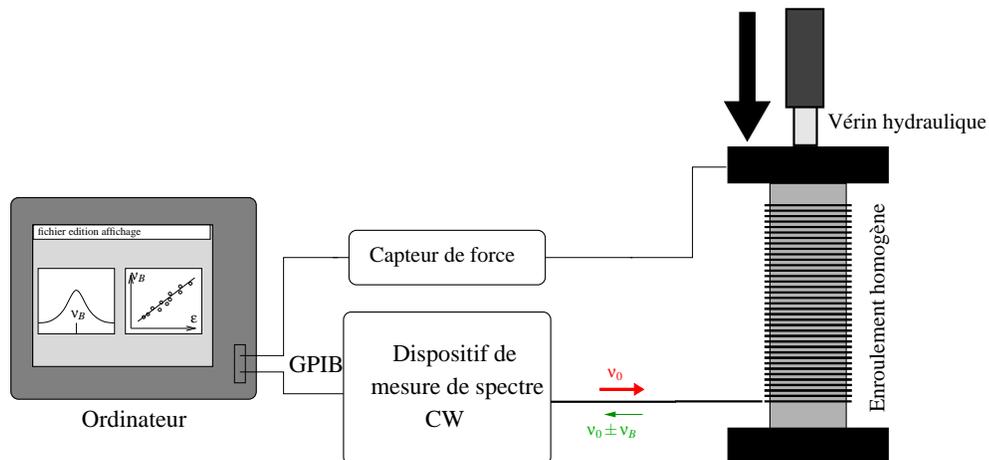


FIGURE III.15: Dispositif expérimental d'étalonnage en déformations sur le même principe que la figure III.14.

La figure III.16 montre que la fréquence Brillouin ne prend pas les mêmes valeurs lors de l'augmentation que lors de la diminution de la force. De plus, ce dispositif ne permet de déformer la fibre que faiblement ($500 \mu\epsilon$). Des mesures supplémentaires ont permis d'observer que de cycle en cycle (montées et descentes répétées), l'élongation initiale de la fibre a tendance à se relâcher. De plus, une mesure répartie (non présentée ici) a montré que l'élongation de la fibre, sur la bobine au repos, est très hétérogène : il doit donc être réalisé avec le plus grand soin. Enfin, il convient de noter qu'il est assez difficile de réaliser

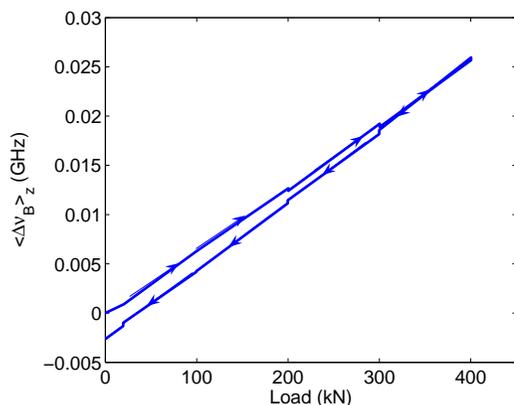


FIGURE III.16: Mesure de décalage Brillouin lors d'un cycle de montée/descente en force de compression.

régulièrement ce type de mesures, pour des raisons pratiques. En effet, pour accomplir cet étalonnage, il est nécessaire de déplacer l'intégralité du dispositif dans une salle spécifique, où se trouve la presse hydraulique. Pour toutes ces raisons, ce procédé d'étalonnage a été abandonné.

Étalonnage par mesure répartie de fréquence Brillouin

L'utilisation d'une mesure répartie peut permettre de s'affranchir de nombreuses difficultés observées précédemment. Si l'on parvient à enrouler la fibre sur le cylindre, avec un étirement contrôlé, il est possible de réaliser, sur la même bobine, plusieurs zones d'élongation connue et constante. On peut alors déplacer la bobine à proximité du dispositif B-OTDR, ce qui permet de retarder les mesures, ou de réaliser des modifications *ad hoc* sur le système si nécessaire. De plus, si plusieurs étirements contrôlés ont été appliqués en différentes zones sur la bobine, on peut étalonner la fibre en une seule mesure répartie. Enfin, puisque la mesure est statique (pas d'effort appliqué sur le cylindre pendant la mesure), on limite fortement la relaxation des élongations de la fibre constatée lors des cycles de compression du cylindre sous presse.

Erick Merliot et Jean-Luc Bachelier (ingénieur et technicien au LCPC) ont donc imaginé et réalisé un dispositif (voir figure III.17) qui, couplé à un tour, permet d'enrouler une fibre sur un cylindre, en contrôlant son étirement grâce à des masselottes en suspension. L'élongation de la fibre ϵ est alors proportionnel à la masse m appliquée qui impose une force $mg/2$ sur chaque brin de celle-ci. En effet, ces deux paramètres sont reliés par la relation suivante :



FIGURE III.17: (Gauche) Dessin du dispositif réalisé au LCPC. (Droite) Enroulement d'une fibre sur la bobine avec une élongation contrôlée.

$$\epsilon = \frac{mg}{2E_{eq}S} \quad (\text{III.21})$$

où E_{eq} est le module d'Young équivalent de la fibre (qui est toujours dans sa gaine primaire en acrylate), et S la surface de la section principale de la fibre. D'après [18] :

$$E_{eq}S = E_{\text{silice}}S_g + E_mS_m = \pi [(E_{\text{silice}} - E_m)r_g^2 + E_mr_m^2] \quad (\text{III.22})$$

Le module d'Young de la silice est $E_g = 70$ GPa et celui de l'acrylate $E_m = 3$ GPa, le rayon de la partie en silice de la fibre est $r_g = 62.5 \mu\text{m}$ et celui de sa gaine plastique est noté $r_m = 125 \mu\text{m}$, ce qui donne finalement :

$$\epsilon \approx [5000 \mu\epsilon \cdot \text{kg}^{-1}]m \quad (\text{III.23})$$

Ce résultat est assez approximatif car l'incertitude sur le module d'Young de l'acrylate est assez grande. Cependant, il n'est pas nécessaire de connaître la sensibilité absolue avec une grande précision, puisque le but final de cette étude est de comparer les différences de sensibilité entre les pics. L'enroulement autour du cylindre est réalisé grâce à un tour dont la translation est réglée afin que les spires soient séparées d'une distance égale à leur diamètre ($125 \mu\text{m}$). La vitesse de rotation du tour est régulière et connue, ce qui permet de connaître la longueur d'enroulement grâce à un chronomètre.

Pour l'expérience qui suit, nous avons procédé, grâce à ce dispositif, à l'enroulement de 350 mètres de fibre, avec 5 zones d'élongations constantes longues de 70 m environ, réalisées avec des masses de 0 g (poulie seule), 50 g, 100 g, 200 g et 400 g (voir figure III.18). La longueur d'étirement constant a été choisie pour pouvoir également utiliser le B-OTDR de faible résolution spatiale lors de l'interrogation (afin de ne pas déformer sensiblement les spectres obtenus et bien discriminer les différents pics).

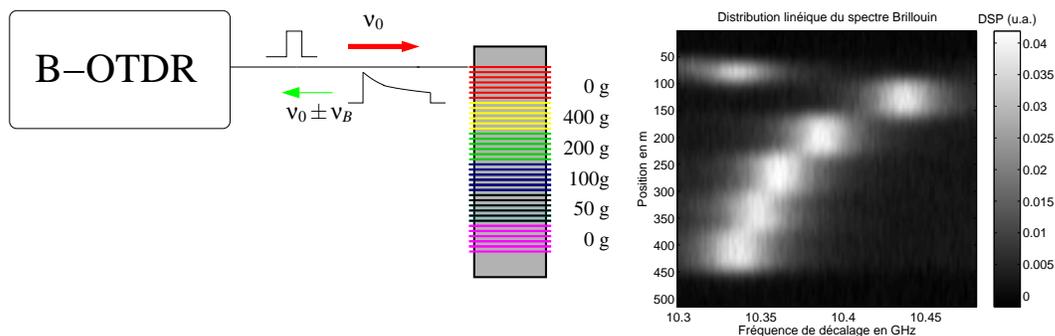


FIGURE III.18: Mesure de spectre réparti sur la bobine précédemment enroulée. La configuration à haute résolution spatiale a été utilisée. Les fréquences Brillouin sont ici décalées de 111 MHz par rapport à celles des mesures qui suivront car il n’y avait pas de modulateur acousto-optique sur le bras de l’OL, lors de cette mesure.

La première mesure répartie réalisée, avec une résolution spatiale de 5 m, est présentée sur la figure III.18. Elle a montré que la fréquence Brillouin du premier pic était homogène à 2 MHz près (écart maximal), à l’exception d’une zone qui correspond à un accident lors de l’enroulement : une chute de la masselotte. Hormis ces quelques mètres, l’enroulement est donc suffisamment homogène. Comme le montre le graphe de droite sur la figure III.19, la dépendance entre la fréquence Brillouin et la masse déposée est linéaire. On peut conclure que le système d’enroulement est efficace : le procédé d’étalonnage semble satisfaisant.

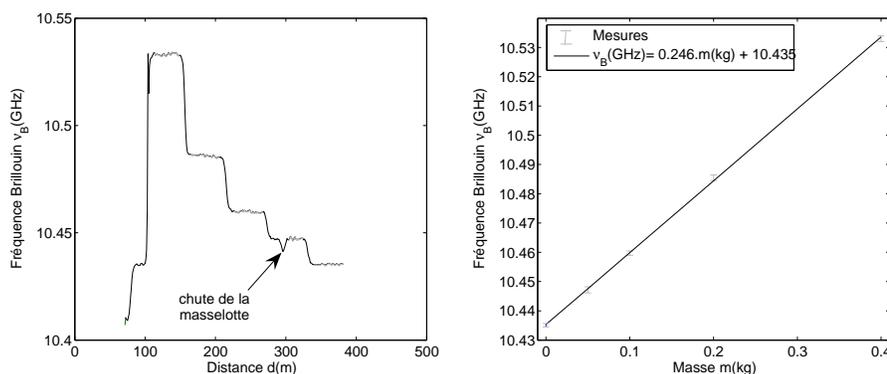


FIGURE III.19: Mesure répartie de fréquence Brillouin du premier pic, et variation de celui-ci en fonction de la masse utilisée lors du bobinage. La configuration à haute résolution spatiale (ici inférieure à 10 m) a également été utilisée.

Comme le montre la figure III.20, nous avons ensuite pu réaliser une mesure répartie de l’ensemble du spectre (800 MHz d’étendue spectrale), grâce à une mesure moins résolue spatialement, afin d’obtenir des spectres peu déformés par les filtres électriques, permettant ainsi une estimation plus juste de la fréquence Brillouin de chaque pic.

Les spectres obtenus ont une forme similaire à celle du spectre global mesuré au chapitre II sur le même type de fibre, et chaque zone est parfaitement séparée des zones

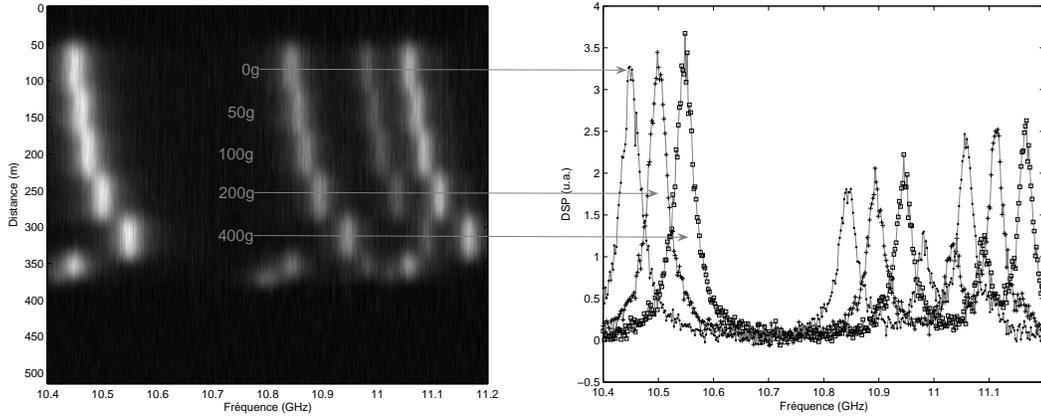


FIGURE III.20: Spectres répartis multiples de la fibre bobinée. Évolution du spectre avec la masse introduite lors du bobinage.

voisines (aucune trace du spectre de l'une dans les spectres des autres sur la figure III.20 à droite). On peut donc estimer les positions de tous les pics, par ajustement d'une fonction somme de quatre lorentziennes, sur les quatre pics principaux. Les sensibilités des pics avec la déformations sont données sur la figure III.21.

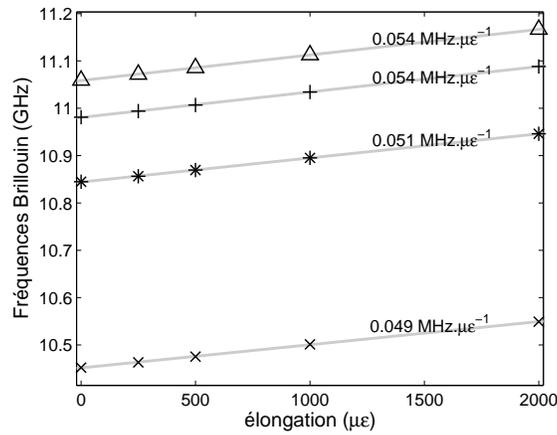


FIGURE III.21: Courbes de sensibilité en élongation d'une fibre LEAF, pour ses 4 pics.

Les coefficients sont tous de l'ordre de $0.05 \text{ MHz} \cdot \mu\epsilon^{-1}$, ce qui est conforme aux coefficients habituellement mesurés dans la littérature [19, 21, 22] pour les fibres utilisées dans les télécoms. Le dimensionnement de l'expérience, réalisé par l'équation (III.23), est donc d'assez bonne facture. Pour chacun des pics, le coefficient de variation C_ϵ vaut donc :

$$C_{\epsilon 1} = 0.049 \text{ MHz} \cdot \mu\epsilon^{-1} \quad (\text{III.24})$$

$$C_{\epsilon 2} = 0.051 \text{ MHz} \cdot \mu\epsilon^{-1} \quad (\text{III.25})$$

$$C_{\epsilon 3} = 0.054 \text{ MHz} \cdot \mu\epsilon^{-1} \quad (\text{III.26})$$

$$C_{\epsilon 4} = 0.054 \text{ MHz} \cdot \mu\epsilon^{-1} \quad (\text{III.27})$$

III.D Vers une mesure simultanée de température et de déformations

Comme nous l'avons présenté au chapitre I, il est très utile dans de nombreux cas de pouvoir séparer l'influence de la température sur les capteurs de celle de la déformation. Les CFO ne font pas exception. Jones et McPherson dans [23] présentent de nombreuses configurations pour discriminer les variations des deux mesurandes dans les capteurs quasi-distribués à base d'IFP ou de réseaux de Bragg. Pour les capteurs répartis, dont la fibre seule constitue l'élément sensible, les possibilités sont plus réduites. Smith *et al.* dans [24] ont été les premiers en 1999 à essayer de discriminer la température et la déformation dans les capteurs répartis, en utilisant la fréquence Brillouin et la puissance Brillouin Stokes comme les deux grandeurs mesurées. Il existe plusieurs solutions utilisant différents couples de paramètres : $[g_B, \nu_B]$, ou $[\Delta\nu_B, \nu_B]$, ou encore $[\nu_{B1}, \nu_{B2}]$, dont quelques unes ont été envisagées et comparées (sur de fibres PANDA dans [17]). Nous allons, pour notre part, nous concentrer sur la possibilité de discriminer température et déformations avec deux pics Brillouin de la fibre LEAF dont nous venons de présenter l'étalonnage. Cependant, la théorie présentée dans le paragraphe suivant, qui traite des incertitudes lors de la mesure simultanée, reste valable quel que soit la nature des deux paramètres retenus.

III.D.1 Incertitudes de la mesure simultanée

Soient deux pics Brillouin de fréquences centrales ν_a et ν_b simultanément mesurables. Soient C_{T1}, C_{T2} les coefficients de sensibilité thermique et $C_{\epsilon1}, C_{\epsilon2}$ les coefficients respectifs de sensibilité à l'élongation de ces deux fréquences. Les variations de celles-ci vérifient en effet :

$$\begin{pmatrix} \Delta\nu_1 \\ \Delta\nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{T1} & C_{\epsilon1} \\ C_{T2} & C_{\epsilon2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta T \\ \epsilon \end{pmatrix} \quad (\text{III.28})$$

On déduit ensuite la valeur des mesurandes en inversant le système, ce qui donne :

$$\begin{pmatrix} \Delta T \\ \epsilon \end{pmatrix} = \frac{1}{D} \begin{pmatrix} C_{\epsilon2} & -C_{\epsilon1} \\ -C_{T2} & C_{T1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta\nu_1 \\ \Delta\nu_2 \end{pmatrix} \quad (\text{III.29})$$

où D est le déterminant de la matrice précédente :

$$D = C_{T1}C_{\epsilon2} - C_{T2}C_{\epsilon1}$$

Supposons que l'on connaisse exactement les valeurs des coefficients C_X . Les incertitudes sur les mesurandes $u(\Delta T)$ et $u(\epsilon)$, déduites des incertitudes des mesures de fréquences $u(\Delta\nu_1)$ et $u(\Delta\nu_2)$ sont :

$$u(\Delta T) = \frac{1}{|D|} \left[|C_{\epsilon2}u(\Delta\nu_1)| + |C_{\epsilon1}u(\Delta\nu_2)| \right] \quad (\text{III.30})$$

$$u(\epsilon) = \frac{1}{|D|} \left[|C_{T2}u(\Delta\nu_1)| + |C_{T1}u(\Delta\nu_2)| \right] \quad (\text{III.31})$$

Dans le cas le plus favorable, les pics situés en ν_1 et ν_2 sont de même taille, et l'incertitude sur leur position fréquentielle (seuil de discrimination) prend une unique valeur $\delta\nu$. L'incertitude sur les différences $\delta(\Delta\nu)$ vaut donc le double, ce qui implique finalement dans ce cas :

$$u(\Delta T) = \frac{4\delta\nu}{|D|} \left[|C_{e2}| + |C_{e1}| \right] \quad (\text{III.32})$$

$$u(\epsilon) = \frac{4\delta\nu}{|D|} \left[|C_{T2}| + |C_{T1}| \right] \quad (\text{III.33})$$

Comme on le voit grâce à l'équation (III.33), le paramètre critique qui peut être responsable d'une dégradation de la mesure est le déterminant D de la matrice du système (III.28). En effet, plus celui-ci est grand, plus l'incertitude de mesure est petite. De plus, un étalonnage très soigneux du capteur est nécessaire, afin de ne pas augmenter encore plus l'incertitude. En effet, il faut se souvenir que D est une fonction des quatre coefficients de sensibilité. Le calcul d'incertitude complet, incluant les incertitudes d'étalonnage, apporterait donc quatre termes de plus, dans les expressions de $\delta(\Delta T)$ et $\delta(\epsilon)$.

III.D.2 Possibilités de mesures avec plusieurs pics de la LEAF précédemment étalonnée

Comme dans [26] pour les premiers et deuxièmes pics d'une DSF, ou dans [27] pour les deux premiers pics de la LEAF, nous allons évaluer (théoriquement), la capacité de séparer l'influence de la température de celle de la déformation grâce aux étalonnages précédemment effectués. Pour cela, comme nous l'avons démontré dans le paragraphe précédent, il convient tout d'abord de calculer le déterminant D . À partir de nos mesures précédentes, pour les couples de pics [1,3], [1,4] et [3,4] :

$$|D_{13}| = 1.00 \times 0.054 - 1.08 \times 0.049 = 1 \times 10^{-3} \text{ MHz}^2 \cdot ^\circ\text{C}^{-1} \cdot \mu\epsilon^{-1} \quad (\text{III.34})$$

$$|D_{14}| = 1.00 \times 0.054 - 1.09 \times 0.049 = 6 \times 10^{-4} \text{ MHz}^2 \cdot ^\circ\text{C}^{-1} \cdot \mu\epsilon^{-1} \quad (\text{III.35})$$

$$|D_{34}| = 1.09 \times 0.054 - 1.08 \times 0.054 = 5.5 \times 10^{-4} \text{ MHz}^2 \cdot ^\circ\text{C}^{-1} \cdot \mu\epsilon^{-1} \quad (\text{III.36})$$

Ces valeurs sont très faibles, et peuvent même toutes les trois être considérées comme nulles, compte tenu des seules incertitudes sur l'étalonnage en température (équation (III.20)). Même si l'on tenait pour exacte une valeur de $|D| = 1 \times 10^{-3} \text{ MHz}^2 \cdot ^\circ\text{C}^{-1} \cdot \mu\epsilon^{-1}$ (si l'étalonnage était exact), les incertitudes sur les mesurandes seraient alors rédhitoires. En effet, avec $\delta\nu = 0.1 \text{ MHz}$ (valeur typique de discrimination) :

$$\delta(\Delta T) \approx 35 \text{ }^\circ\text{C} \quad (\text{III.37})$$

$$\delta\epsilon \approx 700 \mu\epsilon \quad (\text{III.38})$$

Bien que la fibre LEAF présente plusieurs pics Brillouin significatifs assez éloignés en fréquence les uns des autres, la mesure simultanée de température et de déformations ne peut donc pas être réalisée en utilisant leurs positions fréquentielles comme seuls paramètres. Il est possible de penser que la composition chimique de cette fibre, au cœur seulement dopé par du germanium, ne permet pas de créer

des modes acoustiques aux comportements très différents les uns des autres. Dans [28], Zou *et al.* montrent que, si une augmentation de la concentration en germanium entraîne une augmentation de la sensibilité (en température et déformation), une augmentation de la concentration en fluor dans la fibre diminue cette sensibilité. On pourrait donc imaginer qu'un co-dopage – du germanium dans certaines zones de la section de la fibre, et du fluor dans d'autres – pourrait permettre de créer des modes acoustiques, dont les fréquences auraient des sensibilités très différentes entre elles : $C_{X1} \gg C_{X2}$. Mais dans cette article, les auteurs montrent aussi que le rapport C_{ei}/C_{Ti} varie très peu d'un pic à l'autre : l'incertitude sur les mesurandes resterait par conséquent très grande. En conclusion, il semble peu probable que, dans des fibres à symétrie de révolution, l'utilisation de plusieurs pics Brillouin permette la discrimination de la température et l'élongation.

III.D.3 Possibilités *a priori* offertes par les études réalisées dans la littérature

Puisque l'étude précédente a montré que l'utilisation de plusieurs pics n'était pas pertinente, on peut s'interroger sur la possibilité d'utiliser d'autres paramètres du spectre, comme la largeur $\Delta\nu_B$ ou le gain g_B . Les variations de ces paramètres avec les deux mesurandes ont, depuis longtemps, été étudiées dans la littérature, sur plusieurs familles de fibres [16, 22], en fonction de leurs compositions chimiques. Cependant, comme nous le verrons plus tard, il arrive souvent, lorsque la résolution spatiale est insuffisante, que la mesure de spectre ne soit pas effectuée en une zone du capteur sur laquelle les mesurandes (en particulier l'élongation) sont homogènes. Comme nous l'aborderons au chapitre IV, les spectres Brillouin sont alors déformés (élargis, aplatis, etc.). Dans ce cas, il est évident que les mesures de g_B ou $\Delta\nu_B$ sont hautement dégradées. Tout autre paramètre du spectre Brillouin que la fréquence centrale ne peut donc être utilisé comme paramètre directement mesurable.

Finalement, il semble impossible, par une seule mesure de spectre Brillouin, d'utiliser une fibre optique réalisée par MCVD afin de mesurer simultanément température et élongation.

III.D.4 Autre possibilité et perspectives

Les fréquences Brillouin, obtenues par interaction de deux ondes dans une fibre optique à maintien de polarisation, sont différentes suivant que la DBS est réalisée sur l'un ou l'autre des axes propres. L'écart de fréquence est essentiellement lié à la biréfringence Δn_{axes} de la fibre [29], car la vitesse du mode acoustique fondamental ne varie pas suivant l'orientation du champ électrique qui le stimule.

$$\Delta\nu_{Baxes} = \frac{2\Delta n_{axes}V_A}{\lambda_0} \quad (\text{III.39})$$

D'après l'équation (III.39), l'écart est d'environ 3 MHz (à 1550 nm), qui est une valeur trop faible pour qu'elle soit évaluée précisément par une mesure de gain sur chaque axe. Par contre, la biréfringence peut aussi être évaluée par une mesure de la longueur de battement. Si on injecte une onde polarisée suivant la bissectrice des axes propres de la fibre, et que l'on analyse le signal de couplage entre cette onde et une onde contra-propagative injectée

sur un des axes propres, on peut observer ce battement. La fréquence de ce dernier est alors inversement proportionnelle à la longueur de battement, et donc proportionnelle à la biréfringence. Zou *et al.* dans [30] ont donc réalisé un couplage local de ces deux ondes par DBS, grâce à un dispositif B-OCDA dont la résolution spatiale élevée permet de détecter le battement. Les auteurs ont ainsi pu réaliser une mesure simultanée de la fréquence de battement, et de la fréquence Brillouin.

De plus, lors d'une élongation, la fréquence de battement et la fréquence Brillouin augmentent tous les deux, mais lors d'un échauffement, la fréquence de battement diminue, tandis que la fréquence Brillouin augmente. Ce cas est très favorable à la mesure simultanée, puisque les deux termes, séparés par un signe "-" dans l'expression du déterminant D , sont alors de signes opposés. Les meilleures performances expérimentales présentées par les auteurs, en termes de seuils simultanés de discrimination, sont d'ailleurs très encourageantes : $\delta\epsilon = 12 \mu\epsilon$ et $\delta(\Delta T) = 0.3 \text{ }^\circ\text{C}$. Bien qu'elle utilise une configuration spécifique d'interrogation (injection des ondes suivant des axes précis de fibres spéciales) cette méthode semble révéler un réel potentiel pour la discrimination de la température et des déformations. De plus, il s'agit de la technique de mesure simultanée la plus efficace (parmi celles utilisant une seule fibre optique) à ce jour, à notre connaissance.

Conclusion du chapitre III

Nous avons présenté, dans ce chapitre, les différentes techniques d'interrogation de capteurs utilisant la diffusion Brillouin (spontanée ou stimulée) pour la mesure de température et de déformations. Ensuite, nous avons exposé un dispositif expérimental d'interrogation que nous avons réalisé en laboratoire. Celui-ci nous a permis de réaliser des expériences d'étalonnage de fibres optiques sur une large gamme de fréquence (800 MHz), tant pour des mesures de déformations, que pour des mesures de températures. Enfin nous avons discuté de la possibilité de discriminer, par une mesure de spectre Brillouin, les variations de température et l'élongation. Cette étude a montré que l'utilisation des positions fréquentielles de plusieurs pics ne pouvait fournir une mesure simultanée de qualité, tout comme toute autre technique reposant sur une analyse du seul spectre Brillouin. En guise de perspective, nous avons présenté une solution proposée dans la littérature qui a montré des performances encourageantes, malgré une configuration expérimentale contraignante. On peut conclure que réaliser une mesure simultanée dans une unique fibre optique est une tâche très ardue, et demandera certainement de nombreuses années de recherche supplémentaires avant d'être portée sur le marché des capteurs. Enfin, puisque la finalité d'un tel dispositif est souvent la compensation en température des mesures de déformations, l'alternative viendra peut-être d'un capteur très peu sensible à la température (il a été montré dans [31] que cette sensibilité pouvait être atténuée par une température de fibrage adaptée), de capteurs utilisant plusieurs fibres optiques, ou de solutions mixtes (CFO et capteurs traditionnels) que nous évoquerons en conclusion du chapitre IV.

Bibliographie

- [1] Mahmoud Farhadiroushan and Tom Richard Parker. Distributed strain and temperature sensing system. Patent WO/1998/027406, June 1998.
 - [2] Z. Yongzhi, X. Zhiyong, W. Rong, and Z. Hua. Simultaneous Strain and Temperature Measurement Using a Brillouin Scattering Based Superstructure Fiber Grating Filter. In *Electronic Measurement and Instruments, 2007. ICEMI'07. 8th International Conference on*, pages 4–607, 2007.
 - [3] K. Shimizu, T. Horiguchi, Y. Koyamada, and T. Kurashima. Coherent self-heterodyne brillouin otdr for measurement of brillouin frequency shift distribution in optical fibers. *Lightwave Technology, Journal of*, 12(5) :730–736, May 1994.
 - [4] X. Bao, DJ Webb, and DA Jackson. 32-km distributed temperature sensor based on Brillouin loss in an optical fiber. *Optics Letters*, 18(18) :1561, 1993.
 - [5] M. Nikles, L. Thévenaz, and P.A. Robert. Simple distributed fiber sensor based on Brillouin gain spectrum analysis. *Optics Letters*, 21(10) :758, 1996.
 - [6] www.epfl.ch.
 - [7] Marc Niklès Rene Bautz, Luc Thévenaz. Procédé de mesure de la diffusion brillouin dans une fibre optique et dispositif de mise en œuvre de ce procédé. Patent FR2710150, March 1995.
 - [8] A. Fellay, L. Thévenaz, M. Facchini, M. Nikles, and P. Robert. Distributed sensing using stimulated Brillouin scattering : towards ultimate resolution. In *Optical Fiber Sensors*, volume 16, pages 324–327, 1997.
 - [9] www.omnisens.ch.
 - [10] www.sensornet.co.uk.
 - [11] M.N. Alahbabi, Y.T. Cho, and T.P. Newson. 150-km-range distributed temperature sensor based on coherent detection of spontaneous Brillouin backscatter and in-line Raman amplification. *Journal of the Optical Society of America B*, 22(6) :1321–1324, 2005.
 - [12] Miguel González Herráez, Kwang Yong Song, and Luc Thévenaz. Arbitrary-bandwidth brillouin slow light in optical fibers. *Opt. Express*, 14(4) :1395–1400, 2006.
 - [13] Lilin Yi, Yves Jaouen, Weisheng Hu, yikai Su, and Sébastien Bigo. Improved slow-light performance of 10 gb/snrz, psbt and dpsk signals in fiberbroadband sbs. *Opt. Express*, 15(25) :16972–16979, 2007.
 - [14] L. Thévenaz, K.Y. Song, and M.G. Herráez. Time biasing due to the slow-light effect in distributed fiber-optic brillouin sensors. *Optics letters*, 31(6) :715–717, 2006.
 - [15] Dieter Garus, Katerina Krebber, Frank Schliep, and Torsten Gogolla. Distributed sensing technique based on brillouin optical-fiber frequency-domain analysis. *Opt. Lett.*, 21(17) :1402–1404, 1996.
 - [16] R. Bernini, A. Minardo, and L. Zeni. Frequency-domain analysis of stimulated brillouin scattering in single-mode optical fibers. pages 382–388, June 2005.
-

-
- [17] Kazuo Hotate and Takemi Hasegawa. Measurement of Brillouin gain spectrum distribution along an optical fiber using a correlation-based technique—proposal, experiment and simulation. *IEICE TRANSACTIONS on Electronics*, E83-C(3) :405–412, March 2000.
- [18] K.Y. Song, Z. He, and K. Hotate. Distributed strain measurement with millimeter-order spatial resolution based on Brillouin optical correlation domain analysis. *Optics letters*, 31(17) :2526–2528, 2006.
- [19] T. Horiguchi, T. Kurashima, and M. Tateda. Tensile strain dependence of Brillouin frequency shift in silica optical fibers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 1(5) :107–108, 1989.
- [20] Toshio Kurashima and Mitsuhiro Tateda. Thermal effects on the Brillouin frequency shift in jacketed optical silica fibers. *Appl. Opt.*, 29(15) :2219–2222, 1990.
- [21] Marc Nikles. *La diffusion Brillouin dans les fibres optiques : étude et application aux capteurs distribués*. PhD thesis, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1997.
- [22] K. Brown, A.W. Brown, and B.G. Colpitts. Characterization of optical fibers for optimization of a Brillouin scattering based fiber optic sensor. *Optical Fiber Technology*, 11(2) :131–145, 2005.
- [23] Julian D.C. Jones and William N. MacPherson. *Handbook of optical fibre sensing technology*, chapter 19, pages 403–420. John Wiley, Chichester, UK, 2002.
- [24] Jeff Smith, Anthony Brown, Michael DeMerchant, and Xiaoyi Bao. Simultaneous distributed strain and temperature measurement. *Appl. Opt.*, 38(25) :5372–5377, 1999.
- [25] X. Bao, Q. Yu, and L. Chen. Simultaneous strain and temperature measurements with polarization-maintaining fibers and their error analysis by use of a distributed Brillouin loss system. *Optics letters*, 29(12) :1342–1344, 2004.
- [26] CC Lee, PW Chiang, and S. Chi. Utilization of a dispersion-shifted fiber for simultaneous measurement of distributed strain and temperature through Brillouin frequency shift. *IEEE Photonics Technology Letters*, 13(10) :1094–1096, 2001.
- [27] M. Alahbabi, YT Cho, and TP Newson. Comparison of the methods for discriminating temperature and strain in spontaneous Brillouin-based distributed sensors. *Optics letters*, 29(1) :26–28, 2004.
- [28] Weiwen Zou, Zuyuan He, and K. Hotate. Stimulated Brillouin scattering in f-doped optical fibers and its dependences on strain and temperature. pages 1–3, Feb. 2008.
- [29] Qinrong Yu, Xiaoyi Bao, and Liang Chen. Temperature dependence of Brillouin frequency, power, and bandwidth in panda, bow-tie, and tiger polarization-maintaining fibers. *Opt. Lett.*, 29(1) :17–19, 2004.
- [30] Weiwen Zou, Zuyuan He, and K. Hotate. Fiber-optic Brillouin distributed discrimination of strain and temperature with 11-cm spatial resolution using correlation-based continuous-wave technique. pages 1–2, Sept. 2008.
- [31] Weiwen Zou, Zuyuan He, and K. Hotate. Investigation of strain- and temperature-dependences of Brillouin frequency shifts in GeO_2 -doped optical fibers. *Lightwave Technology, Journal of*, 26(13) :1854–1861, July 1, 2008.
-

Chapitre IV

Capteurs répartis à diffusion Brillouin noyés dans des structures

Dans ce chapitre, nous allons étudier les problèmes liés à l'insertion de capteurs répartis dans des structures de grandes dimensions, à travers deux expériences :

- des mesures de déformations dans un remblai, en vue de la détection de remontées de cavités (en l'occurrence sous les voies ferrées à l'intérieur des tunnels),
- des mesures de température du béton au jeune âge, puis des mesures de déformations lors de la flexion d'une poutre en utilisant un capteur réparti conçu pour être noyé dans le béton.

Ce sont deux exemples typiques d'études préalables de faisabilité que requiert l'instrumentation d'une structure par des capteurs noyés. Nous montrerons que ces études, bien que sensiblement différentes, mettent en évidence des difficultés communes, et que chacune apporte des éléments de solutions pour les surmonter. La synthèse que nous développerons dans une troisième section, après la présentation de ces deux expériences, sera articulée autour de quatre questions assez générales :

1. Quel câble sensible choisir pour s'adapter au mieux à l'application et au milieu d'emploi du capteur ?
2. La localisation de la mesure est-elle suffisamment précise ?
3. La résolution spatiale convient-elle à l'application considérée ?
4. Quelles sont les conséquences de la dépendance simultanée des mesures aux variations de température et aux déformations ?

IV.A Détection de cavités souterraines : performances comparées d'un OFDR et d'un B-OTDR

IV.A.1 Contexte de l'étude

Par le passé, en France, des tunnels de chemin de fer ont été victimes d'instabilités du sous-sol augmentant dans le même temps les risques d'écroulement du tunnel sur les voies. Les structures nouvellement construites sont donc équipées, à l'heure actuelle, de matériaux géosynthétiques instrumentés dès leur construction [1]. Par contre, en équiper

les structures existantes requerrait une interruption de trafic très longue et des travaux très coûteux. La SNCF (Société Nationale des Chemins de fer Français) a donc décidé de réaliser des campagnes régulières de contrôle, à l'aide de mesures microgravimétriques [2]. D'autres méthodes de contrôle par analyse sismique, thermographie infrarouge, ou encore par corrélation d'images satellites [3], sont en cours de développement. Cependant, aucune de ces techniques ne permet un contrôle continu de la structure, et le risque d'éroulement entre deux campagnes de mesures subsiste.

C'est pour combler ce manque que la SNCF a décidé, lors de cette expérience, d'évaluer l'utilisation de capteurs à fibre optique noyés pour la détection de cavités avant l'éroulement du sol. Comme il est impossible de connaître a priori la position des éventuels éroulements, les techniques de mesure répartie, déjà utilisées pour surveiller les barrages [4], les mines [5], ou la température de remblais [6], semblent également ici constituer une solution technologique avantageuse.

Le but de l'expérience que nous avons mise en œuvre au CER (Centre d'Études Régional de Rouen), était donc de définir une stratégie particulière en vue de l'instrumentation du sous-sol d'un tunnel, à Erbsviller. Les capteurs installés doivent être capables de détecter des cavités se formant en sous-sol sous des rails de chemins de fer, avant que celles-ci ne remontent à la surface, et ne provoquent l'éroulement du sol. Les conséquences de l'apparition de ces éroulements de sols ont été étudiées par éléments finis, grâce à un logiciel développé par le LCPC [7], utilisant des paramètres pertinents de la théorie des sols [8]. Selon les simulations effectuées, le profil de l'élongation engendrée au niveau du capteur est caractéristique. Comme l'illustre la figure IV.1, celui-ci est constitué de deux zones de compressions entourant une zone de forte traction. Il a également été montré que l'écart entre les maxima de compression était environ égal au diamètre de la cavité.

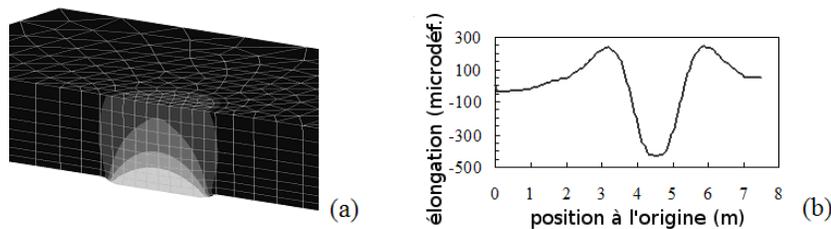


FIGURE IV.1: Modélisation des déformations à 1.5 m au dessus d'une cavité.

IV.A.2 Présentation de l'expérience réalisée au CER de Rouen

Les simulations réalisées au LCPC ont permis de mettre en place l'expérience décrite sur la figure IV.2, sur le site du CER.

Deux plateaux de 2.1 m de diamètre sont placés sur des vérins hydrauliques commandés afin de pouvoir être déplacés de haut en bas (figure IV.3). Ceux-ci sont recouverts par deux types de remblais de 2 m d'épaisseur, correspondant à deux types de sols différents,

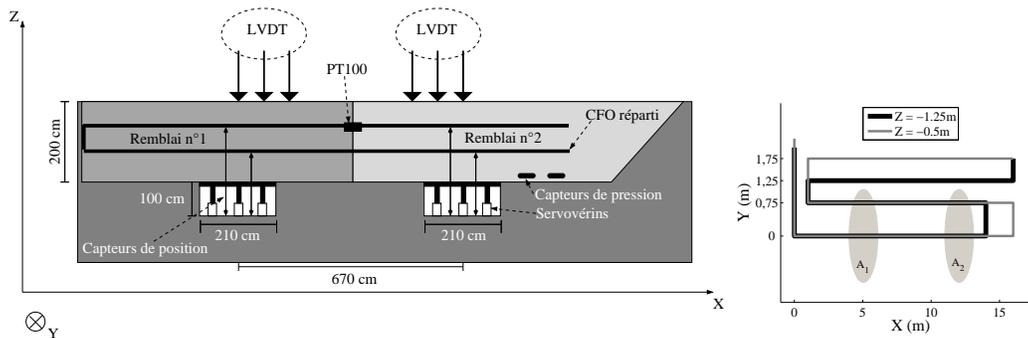


FIGURE IV.2: Dispositif expérimental. Vue en coupe verticale (gauche) et vue d'en haut (droite). A_1 et A_2 désignent les deux plateaux situés sous les remblais 1 et 2 et dans la suite, les vérins qui les actionnent. Le CFO réparti est déroulé suivant 2 plans horizontaux de hauteur par rapport au niveau du sol : $Z = -0.5$ m et $Z = -1.25$ m. Il parcourt des lignes suivant la longueur X de la fosse. La position latérale de ces lignes par rapport à l'axe passant par les centres des deux plateaux, est repérée par Y . Dans chacun des 2 plans horizontaux, 3 lignes ont été positionnées suivant 3 valeurs différentes de Y .

l'un étant plus cohésif¹ que l'autre. Ce diamètre et cette profondeur ont été choisis soigneusement afin de se rapprocher au maximum des conditions rencontrées dans la réalité.



FIGURE IV.3: (Gauche) Les 3 vérins contrôlant un des plateaux. (Droite) Mise en place de l'expérience.

La grande excursion des systèmes de mesure extensométriques reposant sur la diffusion Brillouin, plaide en faveur de leur utilisation pour cette application dans la pratique. Cependant, leur résolution spatiale métrique (ou légèrement submétrique) est à la limite de ce qui est recommandé pour mesurer des cavités si petites. Nous avons donc décidé de tester dans le même temps un système utilisant l'OFDR, d'une portée beaucoup plus limitée, mais offrant une résolution spatiale bien meilleure. Afin de pouvoir faire une comparaison directe des deux dispositifs. Ceux-ci ont été utilisés pour interroger deux

1. La cohésion du sol est caractérisée par la pression qui règne à l'intérieur de celui-ci. Dans cette expérience, au dessus de l'un des vérins, le sol est très tassé, et au dessus de l'autre très peu. Ces deux cohésions ont été évaluées par les hommes du métier présents sur place, et grâce à des capteurs de pression, comme étant les limites haute et basse de celles rencontrées dans la réalité.

fibres différentes, situées dans le même câble. Ce câble, fourni par la société Sensornet, est décrit en détail sur la figure IV.4. Il a été choisi à la lumière de simulations numériques ayant pour but de quantifier l'intrusivité de plusieurs types de capteurs. Ces études ont conclu que ce câble, de section circulaire et de faible diamètre, était plus adapté que des câbles de section rectangulaire également disponibles dans le commerce.

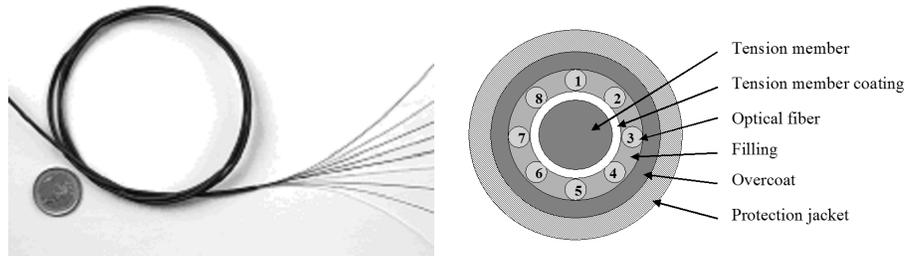


FIGURE IV.4: Le câble utilisé pour les mesures réparties : photo (gauche), et schéma en coupe (droite).

La mise en place du câble sensible est effectuée plan par plan, à partir d'une seule et même bobine, grâce à des capteurs de positions qui permettent d'évaluer la hauteur du câble par rapport aux plateaux. Une sonde de type PT100 est placée dans le sol pour contrôler les variations de température dans les remblais². La partie du sol fortement cohésive (que nous appellerons "dur" par la suite) est tassée à l'aide d'un compacteur à chaque couche de terre ajoutée (figure IV.5). Des LVDT sont ensuite ajoutés afin d'évaluer les mouvements de la surface durant tout le déroulement de l'expérience.

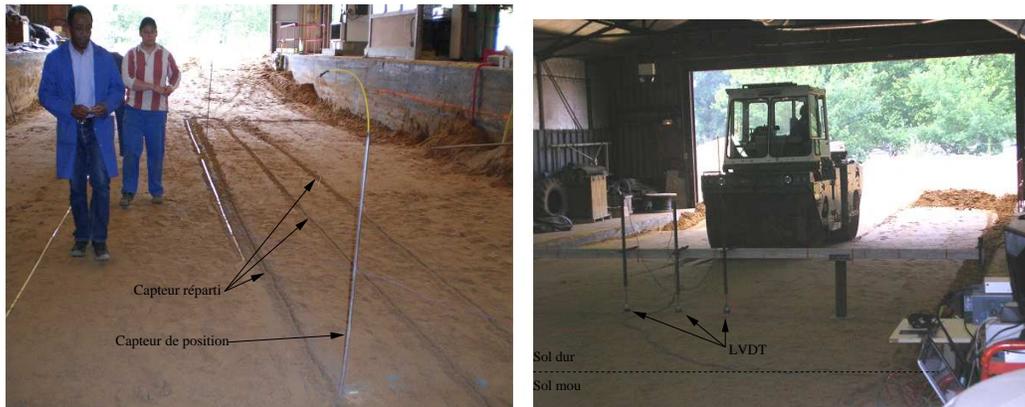


FIGURE IV.5: (Gauche) Mise en place des capteurs sur un plan. (Droite) Compactage du sol dur.

Deux systèmes d'interrogation commerciaux sont utilisés pour interroger deux fibres distinctes de ce capteur réparti :

- un B-OTDR : le DTSS de Sensornet,
- un extensomètre OFDR : l'OBR de LunaTechnologies.

². La température a varié de moins de 1.5 °C durant l'expérience, ce qui, pour les instruments de mesure utilisés et compte tenu de l'amplitude des déformations à mesurer, n'a pas entraîné de biais significatif sur la mesure. On n'entrera donc pas dans des considérations thermiques dans ce chapitre.

Leurs performances nominales sont résumées dans le tableau IV.1. Comme on peut le

TABLE IV.1: Résolutions spatiales, excursions et résolutions de mesure pour les deux systèmes utilisés.

	Rés. Spat. (m)	Excurs. (km)	Rés. en T ($^{\circ}\text{C}$)	Rés. en ϵ ($\mu\epsilon$)
DTSS	1	20	1	20
OBR	10^{-3}	0.070	0.2	1

constater, l'excursion offerte par l'OBR n'est pas suffisante *a priori* pour la surveillance d'un tunnel qui nécessiterait un capteur long d'environ 1 km. Cependant, l'expérience réalisée par le CER met en œuvre le déploiement d'un câble sensible long de 120 m seulement. Étant données les résolutions affichées par son constructeur, l'utilisation de cet appareil, pour détecter des phénomènes très fins à l'intérieur du sol, semble pertinente. De plus l'excursion s'est finalement avérée suffisante en pratique (supérieure à 120 m).

IV.A.3 Début de l'expérience et premiers résultats

Le déroulement de l'expérience consiste en l'abaissement successif des plateaux (A_1 sous le sol mou et A_2 sous le sol dur) par les vérins, en commençant par A_2 (on ne remonte jamais les vérins durant l'expérience). Une mesure distribuée est réalisée à l'aide de chaque instrument après chaque événement. Un résultat de mesure complet se présente donc comme sur la figure IV.6. Sur celle-ci, les deux vérins ont déjà été significativement abaissés : A_2 de 80 mm et A_1 de 35 mm. On remarque tout d'abord que la forme des

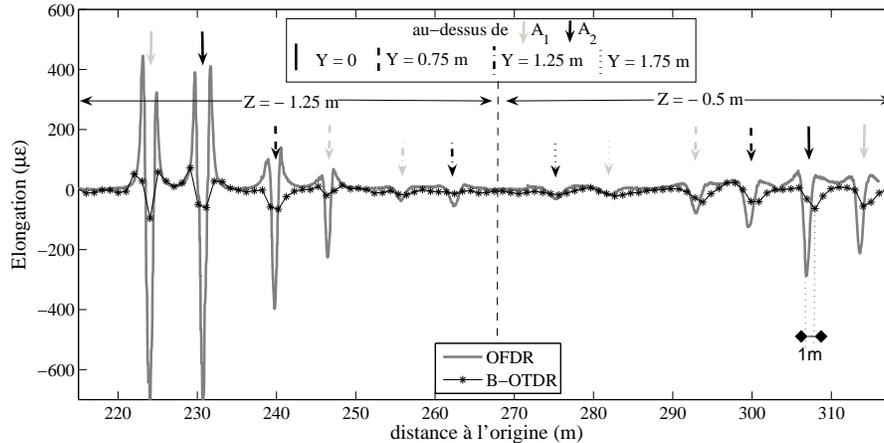


FIGURE IV.6: Mesures réparties de déformation à l'aide des deux appareils. Les zones correspondant au passage devant la zone de la cavité sont indiquées par des flèches.

déformations prévue par les simulations préalables est observée nettement par l'OBR, et moins nettement par le DTSS. En effet, les deux instruments semblent avoir des sensibilités très différentes, les déformations mesurées par l'OBR étant très grandes devant celles mesurées par le DTSS. Cela est principalement dû au manque de résolution spatiale du DTSS (système B-OTDR). En effet, sur la figure IV.7, en regardant de plus près une

zone en particulier, on constate qu'après moyennage sur une zone de 1 m (égale à la résolution spatiale du DTSS), les mesures de l'OBR (système OFDR) ont des amplitudes comparables à celles du DTSS. Le choix de l'instrument est donc ici en cause : l'OFDR semble une technique plus adaptée. Cela dit, le but de l'expérience n'est pas la mesure proprement dite, mais seulement la détection. A ce titre, le DTSS a permis de détecter les déplacements les plus petits, grâce aux parties du câble sensibles, positionnées les plus près du plateau. Les portions de câbles les plus éloignées ($Z = -0.5$ m et $Y = 1.75$ m) n'ont permis la détection qu'à partir de grands déplacements (plus de 100 mm pour le sol dur et 50 mm pour le sol mou). **On peut donc en conclure que le pas du quadrillage d'un capteur devrait être de l'ordre de 1 m** (et non 2 m). Grâce à l'OBR, la détection a toujours été possible, même pour les plus faibles déplacements des plateaux, au niveau de tous les passages du capteur continu mêmes les plus éloignés des capteurs.

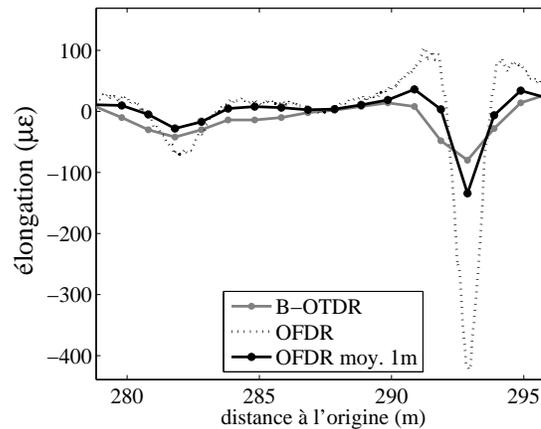


FIGURE IV.7: Moyennage des mesures OFDR sur 1m, et comparaison avec la déformation mesurée par effet Brillouin.

On remarque également, sur la mesure de la figure IV.6, une dérive de la position des mesures, d'un système d'interrogation à l'autre : il existe un décalage de 1 m entre les deux traces après seulement 100 m de mesure. Ceci est simplement lié à l'interprétation des durées en termes de distances, opérée par les deux dispositifs, via la valeur de l'indice optique (vitesse : c/n_g) : les deux appareils utilisent vraisemblablement des valeurs différentes. **L'utilisateur doit donc en tirer l'enseignement qu'il est nécessaire de prendre des points de repère réguliers sur la mesure afin de savoir de façon assez exacte où elle est localisée.** Dans le cas du B-OTDR, on peut par exemple insérer tous les 100 m de câble des portions de 1 m au décalage Brillouin très différent du reste du capteur. Ceci peut-être réalisé en insérant dans ces zones, avant l'expérience, des contraintes ou des portions d'une fibre induisant un décalage de fréquence Brillouin très différent de celui de la fibre qui compose le transducteur. Dans le cas de l'OBR, il convient de placer, régulièrement le long du câble, des réflexions assez fortes (connecteurs par exemple), que l'on peut repérer sur la trace OFDR de référence.

Nous allons maintenant séparer en deux parties la présentation des résultats de l'expérience, suivant que les déformations mesurées sont petites ou grandes. Le critère de

séparation des deux cas est le point de rupture des fibres optiques (aux alentours de $\epsilon = 1\%$). Avant de nous intéresser à des mesures de déformations de cet ordre qui feront intervenir de nouvelles constatations, nous allons d'abord détailler les résultats obtenus pour des déformations plus petites : $\epsilon \ll 1\%$.

IV.A.4 Petites déformations

La figure IV.8 détaille les mesures obtenues par la portion de capteur située au-dessus des plateaux, avant et après l'abaissement initial du vérin A_1 , A_2 ayant été actionné au préalable. Au niveau de ce dernier, on peut évaluer l'excellente reproductibilité de l'une et l'autre des techniques de mesure : la trace est la même à l'échelle d'observation des déformations choisies (en dessous des résolutions affichées dans le tableau IV.1). On peut également vérifier le bon dimensionnement de l'expérience : l'influence de l'abaissement d'un plateau sur la zone située au-dessus de l'autre est nulle. Enfin, la fiabilité, que l'on peut évaluer sur la zone sans déformation (7 premiers mètres du graphe de gauche), est elle aussi en dessous des résolutions.

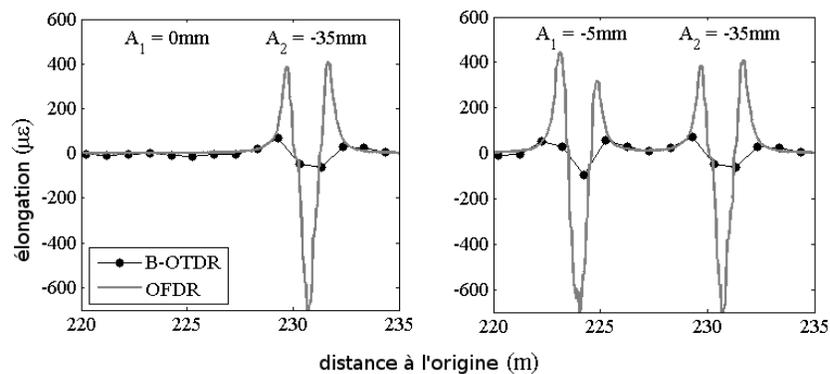


FIGURE IV.8: Mesure répartie d'élongation au dessus des deux vérins. A_2 est d'abord abaissé seul, ensuite A_1 est abaissé à son tour.

A ce stade, il est donc possible d'affirmer que :

- Les deux méthodes de mesures peuvent s'avérer efficace dans le cadre fixé par l'application. Il conviendra cependant pour les applications pratiques, dans le cas du B-OTDR, de ne pas éloigner les lignes de câble (selon Y ou Z) de plus de 1 m les unes des autres.
- Le câble sensible choisi est également adapté.
- Les deux systèmes de mesures nécessitent des points de repère réguliers afin de pouvoir localiser précisément les points de mesures.

Les mesures fournies par l'OBR sont tellement résolues, tant spatialement qu'au niveau de la mesurande, qu'elles permettent d'aller plus loin qu'une simple détection. Il est en effet possible de déterminer le profil en trois dimensions des déformations axiales tout autour des plateaux. La trace de la déformée du capteur a été reconstruite, et est représentée sur la figure IV.9. L'influence de la localisation de la ligne sensible est donnée

par la figure IV.10 (à gauche). Plus qu'une simple détection, ce sont véritablement des estimations des déformations qui sont déterminées. De ce fait, on a pu évaluer l'influence de l'amplitude de l'abaissement du plateau sur le profil des déformations, pour chaque ligne, sur la figure IV.10 (au centre et à droite). On peut remarquer, sur le graphe de droite, que le comportement des 3 lignes décalées en Y de respectivement 0, 0.75, et 1.75 m, ont des comportements très proches, à une homothétie près, ce qui prouve la cohérence des mesures d'une zone à une autre autour d'un même plateau.

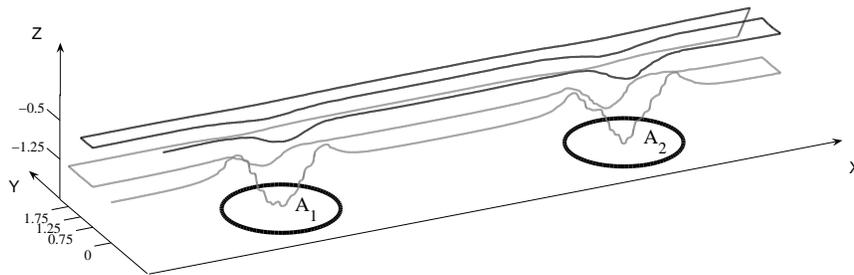


FIGURE IV.9: Déformée (axiale) du capteur réparti : la courbe suit la position câble, et les déformations axiales (en X) sont représentées par des variations sur l'axe Y .

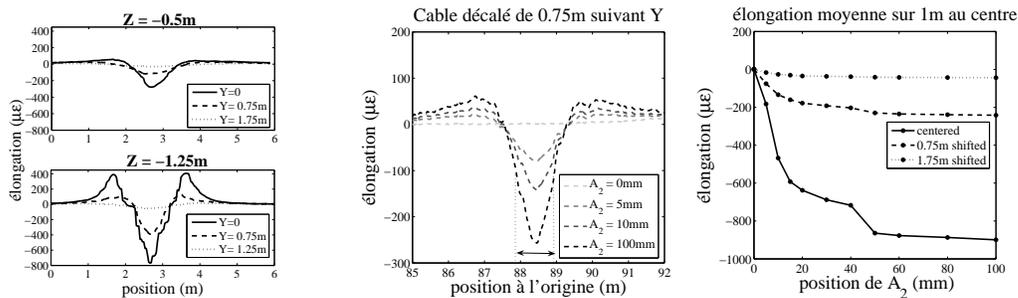


FIGURE IV.10: (Gauche) Mesure d'élongation à différentes positions relativement au trou. (Centre et droite) Effet de l'augmentation de la profondeur de la cavité sur le profil des déformations.

On remarque également que les déformations tendent à se stabiliser (dans le sol dur). Ce phénomène est dû à l'apparition d'une cavité sous ces capteurs qui produit un effet d'écran sur le reste de la structure. Après des déplacements suffisants du plateau et des passages répétés du compacteur, la cavité finit par remonter en surface, provoquant l'écroulement du sol, comme on peut le voir sur la figure IV.11.

Le but initial de l'expérience a donc été atteint : les systèmes mis en place ont permis de détecter les mouvements de sol, avant la remontée de la cavité à la surface, qui aurait pu, en situation réelle, engendrer des dégâts matériels et humains importants.



FIGURE IV.11: Remontée en surface de la cavité.

IV.A.5 Grandes déformations

Il peut arriver, dans la pratique, que des cavités se forment et remontent très vite à la surface (écroulement du sol). Dans ce cas, la phase de faible déformation, liée au mouvement du sol à l'origine, est plus brève que le temps entre deux mesures. Il convient alors d'envisager une détection dans le cadre de déformations fortes. Nous allons montrer que, dans le remblai le plus mou (qui est donc plus vite propice aux grandes déformations), lorsque la cavité est en train de remonter, des difficultés supplémentaires peuvent survenir. En effet, dans notre expérience, lorsque les déformations mesurées ont atteint des valeurs de l'ordre de 1%, nous avons observé des profils chaotiques de déformations, ne ressemblant plus du tout aux profils attendus. Des mesures réalisées au dessus des deux plateaux pour des déplacements de 150mm chacun, sont présentées sur la figure IV.12. Juste au-dessus de A_1 en particulier ($Y = 0$, $Z = -1.25$ m), les mesures d'OFDR semblent présenter des variations centimétriques, allant de phases de compression en phases de traction. Nous avons attribué celles-ci à une perte d'adhérence de la fibre optique dans le câble, provoquant des glissements très localisés. En effet les tensions mises en œuvre ici sont extrêmes, atteignant l'ordre de grandeur des élongations de rupture des fibres (typ. 1 %). De plus, les paramètres mécaniques (module d'Young, coefficient de Poisson) du câble sont assez méconnus. Celui-ci étant constitué de matériaux polymères, son comportement face aux contraintes est probablement très différent de celui de la silice, ce qui tend à conforter l'hypothèse d'un décrochage de la fibre dans le câble. Cette supposition est renforcée par les mesures en $Z = -0.5$ m où l'on constate, pour de moindres déformations, des décrochements plus brefs de la mesure de déformations.

Sur la mesure par B-OTDR, on observe, à la profondeur $Z = -1.25$ m, une traction qui peut être forte à très forte selon le point de mesure. Sa résolution spatiale, insuffisante, ne lui permet pas de détecter ces variations rapides dans tous les cas. On peut d'ailleurs voir sur la figure IV.13, que pour deux zones consécutives ayant des spectres Brillouin comportant deux pics, il est possible d'obtenir des mesures d'élongation très différentes. Ces deux pics correspondent respectivement à des fortes tractions et des relâchements situés dans la même zone de mesure (large de 1 m). C'est la principale limite de ce

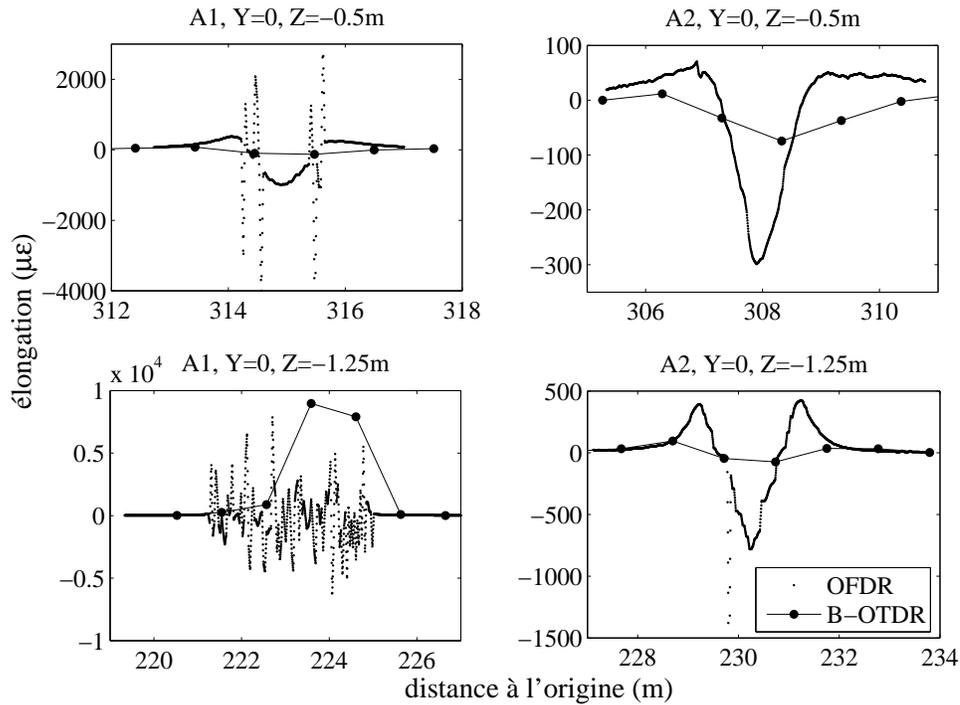


FIGURE IV.12: Cas de déformations très grandes : supérieures à 1%. Mesures au dessus de A_1 et A_2 , aux deux profondeurs.

système de mesure, à la résolution spatiale moins bonne. Le risque de ne pas détecter des déformations, si elles interviennent de façon trop ponctuelle, existe en pratique, même si leur amplitude est grande. Cela constitue une véritable faiblesse pour un système de sécurité.

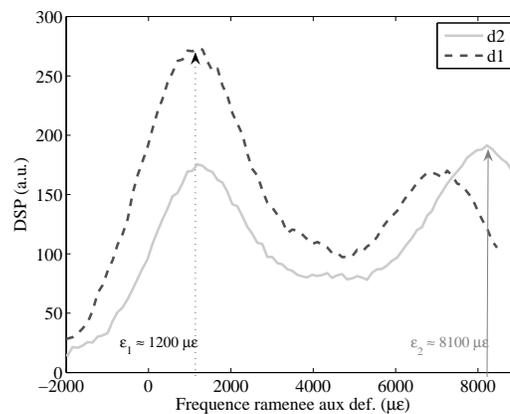


FIGURE IV.13: Spectres Brillouin mesurés pour deux zones de mesures consécutives.

IV.A.6 Bilan de l'expérience

Ces résultats ont permis d'évaluer deux systèmes de mesure constitués d'un même câble sensible contenant plusieurs fibres optiques. Deux fibres sont interrogées par deux systèmes reposant sur des principes distincts : B-OTDR et OFDR. Si les résultats du B-OTDR apparaissent comme nettement moins bons que ceux de l'OBR dans le cadre de notre expérience, il convient de rappeler que, pour l'instrumentation réelle de tunnels de chemin de fer, la portée (excursion) de ce dernier est beaucoup trop faible (≈ 70 m annoncée, ≈ 120 m utilisés dans notre expérience). Les systèmes utilisant la diffusion Brillouin, à la portée suffisante (≈ 20 km), restent de bons candidats (malgré certaines lacunes), et les systèmes qui récemment offrent des résolutions spatiales de 0.5 m pourraient apporter une amélioration certaine, dans le cadre de la détection des remontées de cavités.

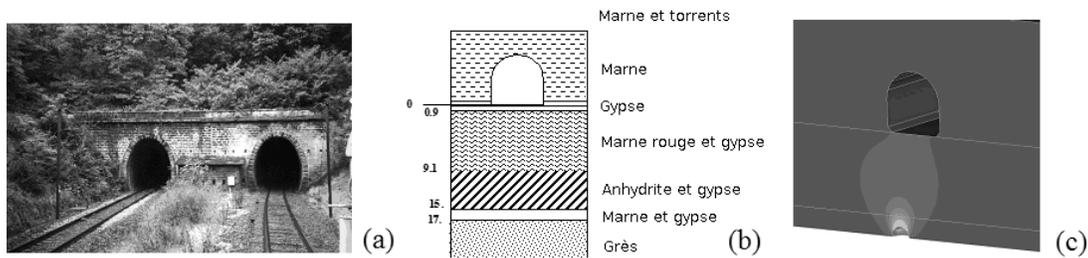


FIGURE IV.14: Tunnel de Erbsviller : (a) photo, (b) composition du sol, (c) déformations (modélisées par FEM) engendrées par une cavité dans le sol.

Les résultats obtenus sont actuellement entre les mains de la SNCF, afin de mettre en place un système de surveillance sur le site du Tunnel de Erbsviller : les méthodes pour installer l'instrumentation requise sont maintenant étudiées en fonction de la constitution du sous-sol (figure IV.14).

IV.B Mesure de température et de déformations à l'intérieur d'une poutre en béton

Lors de cette expérience, nous allons détailler l'instrumentation d'une poutre en béton armé par des CFO répartis, interrogés par un B-OTDR. **Avec un même capteur** conçu autour d'une seule et même fibre, nous mesurerons les variations de température durant la prise du béton, puis les déformations engendrées par la flexion de la poutre.

IV.B.1 Instrumentation de la poutre en béton armé

Comme nous l'avons précisé en introduction de ce chapitre, le câble sensible utilisé pour les mesures réparties doit être choisi avec soin, et de façon spécifique à l'application considérée. Ce câble est donc composé :

- d'une fibre optique, lieu de la mesure, dans laquelle apparaît la diffusion Brillouin que l'on mesure,
- d'un matériau qui enveloppe la fibre, chargé de lui transférer les variations de température et les déformations qui surviennent dans son environnement immédiat.

Nous avons évoqué dans le chapitre précédent l'optimisation de la fibre optique elle-même pour les applications de mesures distribuées par diffusion Brillouin. Mais l'intégration de CFO à l'intérieur du béton reste une tâche assez ardue, même pour des mesures de température, comme l'ont montré Rajesh *et al.* dans [9] et Wade *et al.* dans [10]. Certaines études ont donc été consacrées à l'influence du milieu d'emploi sur la réponse des extensomètres à fibres optique [11, 12]. Les différentes applications : les mesures réparties [13] comme les mesure ponctuelles [14] nécessitent des enrobages spécifiques. Un câble, présenté par Delépine-Lesoille *et al.* dans [15], a été spécialement conçu pour l'insertion d'extensomètres longue-base à fibre optique dans le béton. Celui-ci est présenté sur la figure IV.15.

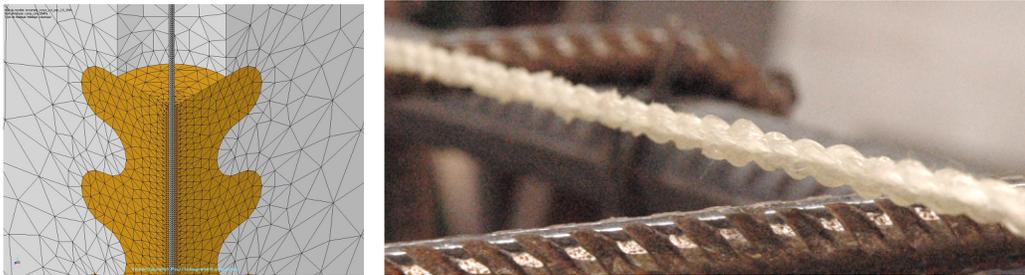


FIGURE IV.15: Capteur de déformation pour les mesures dans le béton : à gauche, le capteur conçu au LCPC ; à droite, le capteur effectivement réalisé par la société IDIL à partir de cette conception.

Afin d'évaluer la possibilité d'utiliser ces capteurs pour des mesures réparties de déformations, nous avons décidé d'en équiper une poutre en béton armé. Nous avons également profité de la sensibilité de la diffusion Brillouin (et donc de ces capteurs) à la température pour mesurer ses variations juste après le coulage de la poutre. En effet la réaction chimique de prise du béton est exothermique. Selon le caractère plus ou moins massif de la structure réalisée, et la nature du mélange utilisé pour réaliser le béton, des élévations de température plus ou moins importantes (jusqu'à plus de 50 °C dans certains cas) peuvent être enregistrées au centre de la structure. Cette poutre instrumentée, longue de 3 m, réalisée pour notre expérience, est présentée schématiquement sur la figure IV.16. Les CFO répartis sont longs de 2.8 m et sont reliés en série sur la même ligne de mesure, séparés par des bobines de 10 m de fibre standard placées hors de la poutre. Ils sont placés dans trois plans (indiqués par l'indice 1,2,3 dans la désignation des capteurs) selon la hauteur de la poutre : au centre et à 10 cm des extrémités. Des capteurs de température à thermocouples (Ref1, Ref2 et Ref3) sont placés à côté des CFO et la lecture de ceux-ci est utilisée comme référence, afin d'évaluer les performances des CFO. Deux types de fibres ont été utilisés lors de la fabrication de ces capteurs : S1 et S2 sont réalisés à partir de SMF28 et P2 et P3 à partir de PANDA, afin de comparer leurs performances respectives.

Des jauges de contraintes électroniques, présentées sur la figure IV.17, sont placées sur les aciers de renforcement, et seront utilisées, durant la mise en flexion de la poutre, pour contrôler la force imposée par la presse hydraulique. G1 et G2 matérialisent les positions de jauges de déformations, de type KM200 (en photographie sur la figure IV.17), qui seront noyées dans le béton. Il y a en réalité 6 jauges constituant deux triplets : 3 sont situées dans le plan supérieur des aciers, 3 dans le plan inférieur. Dans un même triplet,

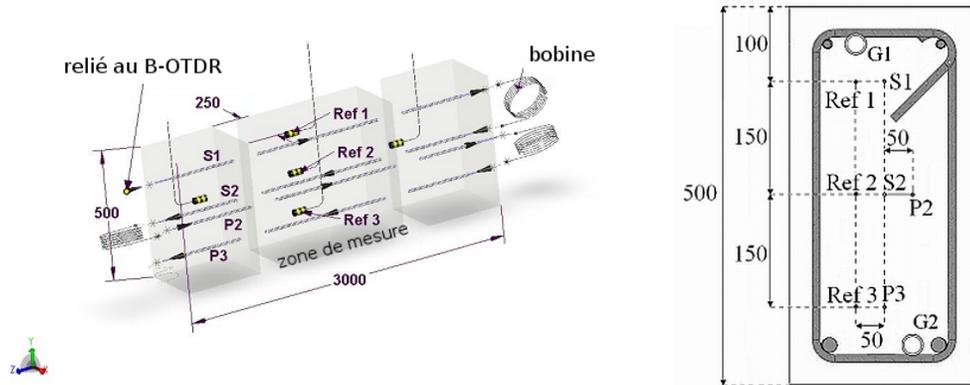


FIGURE IV.16: Instrumentation de la poutre :(gauche) vue globale de l'instrumentation pour la mesure de température, (droite) vue en coupe. Les cotes indiquées sont en mm.

elles sont côte à côte, recouvrant une zone de 80 cm au centre de la poutre. Durant les essais mécaniques, les moyennes de leurs mesures (appelées mesures de G1 et G2) seront comparées à celles des capteurs répartis.



FIGURE IV.17: (Gauche) Un capteur de déformation placé sur les aciers. (Droite) Une jauge de déformation placée à l'intérieur de la structure.

IV.B.2 Mesure de température durant la prise du béton

IV.B.2.a Étalonnage des CFO répartis

Avant de pouvoir évaluer la variation de température à partir de la mesure de décalage Brillouin ν_B de notre système de mesure, il est nécessaire de connaître au mieux la sensibilité du capteur : une étape d'étalonnage est donc nécessaire. Lors de l'étude de l'enrobage utilisé, réalisée précédemment au LCPC, ses paramètres thermo-mécaniques avaient déjà été déterminés. Afin d'éviter une mise en étuve de ces capteurs, assez rigides et encombrants (longs de 2.8 m), qui aurait pu s'avérer fastidieuse, nous avons, dans un premier temps, évalué la sensibilité du système avec des fibres PANDA et SMF28 avant insertion dans le capteur et dans un deuxième, corrigé ses valeurs à partir des informations

disponibles sur le capteur. Comme le montre les équations (IV.1), les sensibilités obtenues sont en parfait accord avec les résultats de la littérature [16, 17] pour les deux types de fibres.

$$C_T^{SMF} = \frac{\partial \nu_B^{SMF}}{\partial T} = 0.92 \pm 0.03 \text{ MHz}/^\circ\text{C} \quad (\text{IV.1a})$$

$$C_T^{PANDA} = \frac{\partial \nu_B^{PANDA}}{\partial T} = 1.03 \pm 0.02 \text{ MHz}/^\circ\text{C} \quad (\text{IV.1b})$$

Kurashima *et al.* ont montré dans [18] que, lors de l'étude de la sensibilité thermique d'une fibre enrobée, il convient de tenir compte de l'élongation de celle-ci, provenant de l'expansion thermique du matériau d'enrobage. Ici, le CET (coefficient d'expansion thermique) a été évalué précédemment au LCPC, à partir de mesures sur des capteurs interférométriques longue-base, à $\alpha_{capt} = 2.2 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$. Le nouveau coefficient de sensibilité devient alors C'_T défini comme :

$$C'_T = C_T + C_e \alpha_{capt} \quad (\text{IV.2})$$

En utilisant les coefficients de sensibilité à la déformation donnés pour les deux fibres par [16, 17], il vient donc :

$$C'_T^{SMF} = 1.03 \pm 0.03 \text{ MHz}/^\circ\text{C} \quad (\text{IV.3a})$$

$$C'_T^{PANDA} = 1.18 \pm 0.02 \text{ MHz}/^\circ\text{C} \quad (\text{IV.3b})$$

IV.B.2.b Simulation préalable de l'échauffement durant la prise du béton

Au début de l'expérience, à $t = 0$, le béton est versé dans des coffres en acier et vient recouvrir les armatures de la poutre, ainsi que les capteurs, comme l'illustre la figure IV.18. Tous les capteurs ont survécu à cette étape ainsi qu'à la mise en place du béton par vibration des coffres.

Comme nous l'avons évoqué, l'échauffement d'origine chimique qui se produit lors de la prise du béton, peut *a priori* induire des gradients de température élevés dans la poutre. Une étude détaillée de ce phénomène est présentée dans la thèse de Branko Glisic [19]. Il est donc prudent de modéliser numériquement la diffusion de la chaleur dans la structure, lors de cette réaction chimique. En effet, les capteurs de référence n'étant pas placés exactement sur les CFO répartis (afin de ne pas les influencer), elle pourraient avoir à mesurer des températures dont les valeurs vraies sont sensiblement différentes.

Nous avons donc réalisé, grâce à un logiciel utilisant une méthode de modélisation par éléments finis, un modèle 2D de notre poutre instrumentée et de ses coffres en acier, afin d'observer l'évolution de la température suivant la section centrale. Les valeurs utilisées pour les paramètres thermiques du béton et de l'acier sont des valeurs typiques de ces deux matériaux :



FIGURE IV.18: Mise en place du béton dans les coffres et début du séchage.

densité volumique :

$$\rho_b = 2500 \text{ kg.m}^{-3} \quad (\text{IV.4})$$

$$\rho_a = 7840 \text{ kg.m}^{-3} \quad (\text{IV.5})$$

conductivité thermique :

$$k_b = 1.8 \text{ W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1} \quad (\text{IV.6})$$

$$k_a = 72 \text{ W.m}^{-1}.\text{°C}^{-1} \quad (\text{IV.7})$$

capacité calorifique :

$$C_b = 600 \text{ J.kg}^{-1}.\text{°C}^{-1} \quad (\text{IV.8})$$

$$C_a = 440 \text{ J.kg}^{-1}.\text{°C}^{-1} \quad (\text{IV.9})$$

La réaction chimique est modélisée par une source de chaleur de variation temporelle gaussienne, se terminant à la 25^{ème} heure après le versage du béton, date des plus hautes températures mesurées par les capteurs référence. Sa hauteur et sa largeur à mi-hauteur ont été ajustées afin que les mesures de température de la référence Ref2 correspondent au mieux avec le résultat de la simulation. Les échanges de chaleurs entre les coffres et le béton sont caractérisés par un coefficient d'échange $h = 5 \text{ W.m}^{-2}.\text{°C}^{-1}$, jusqu'à $t = 15 \text{ h}$. Le béton est soumis, après cette date, à un autre phénomène : le retrait. Ainsi (on a pu l'observer en pratique), une mince pellicule d'air se forme entre les coffres et la structure en béton, isolant ainsi la poutre des coffres latéraux. Nous avons modélisé ceci par une division par 10 du coefficient d'échange h . La variation de température simulée au centre de la poutre est donnée sur la figure IV.19. Ce résultat est en très bon accord avec les températures mesurées lors de l'expérience par les thermomètres de référence, qui sont également reportées sur le graphe. Les gradients simulés sont également indiqués par des courbes isothermes sur le graphe de droite ; ils ne dépassent pas 0.6 °C entre les positions des capteurs de référence, ce qui est en dessous de la résolution de notre système de mesure par CFO répartis, typiquement supérieure à 1 °C . Bien que les références montrent entre elles des différences de température de 1.4 °C , légèrement plus élevées que les 0.6 °C attendus, celles-ci demeurent acceptables dans le cadre de notre expérience.

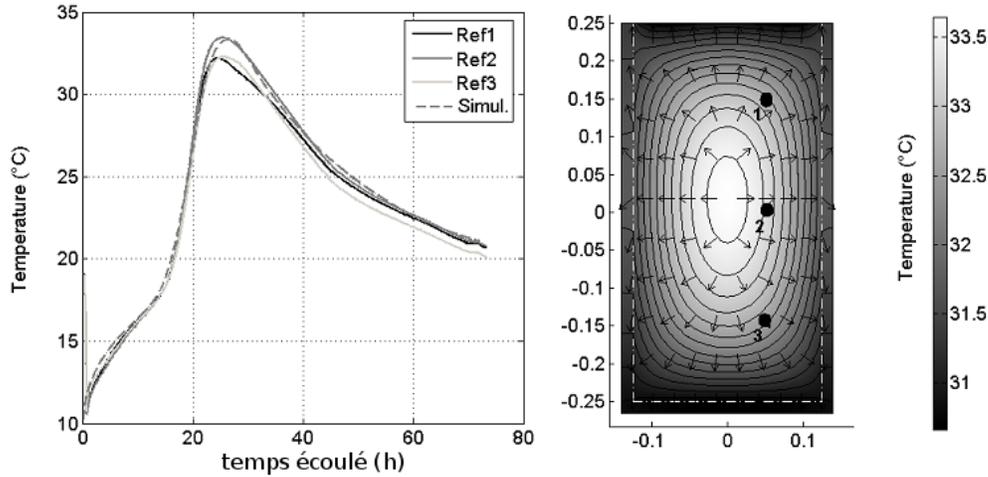


FIGURE IV.19: Simulation de l'élévation de la température due à la réaction chimique dans la poutre : (gauche) comparaisons avec les mesures des capteurs de référence, (droite) directions des flux de chaleur représenté par des flèches, et isovalues de température selon la section.

IV.B.2.c Mesure de température

Eu égard à leur faible taille, les capteurs répartis utilisés seront considérés comme ponctuels dans la suite. En effet, seule l'information sur la température dans une zone de 1 m située au milieu de la poutre sera utilisée. Quatre points de mesures sont alors disponibles dans la ligne de mesures que nous nommerons par les noms de leurs capteurs S1, S2, P2 et P3. Le système d'interrogation des capteurs répartis ayant connu un problème de logiciel en début d'expérience, les mesures ne sont malheureusement disponibles qu'à partir de la 13^{ème} heure. À cette date, nous avons considéré que la fréquence Brillouin mesurée correspondait exactement à la température mesurée par le capteur de référence le plus près de chaque capteur réparti. La variation de température mesurée ensuite est calculée à partir de la fréquence mesurée via le coefficient C'_T défini par l'équation (IV.3). L'écart maximal entre les mesures de (S1,S2) et leurs références respectivement associées (Ref1,Ref2) est 2 °C, ce qui constitue un résultat prometteur, si l'on le compare aux résultats disponibles dans la littérature [9, 10].

Un problème intrinsèque à la mesure de température par un CFO noyé intervient dans les résultats de mesures. En effet, grâce à l'équation (IV.3) nous avons uniquement pris en compte l'influence de l'enrobage du capteur sur sa sensibilité à la température. Mais, à partir du moment où le capteur est effectivement solidaire de la structure, il est entièrement soumis aux déformations de celle-ci. C'est pourquoi dans notre expérience, dès l'instant où le capteur est solidaire du béton, le coefficient d'expansion thermique utilisé pour la correction de la sensibilité en température ne doit plus être celui du capteur, mais celui du béton que l'on peut estimer à : $\alpha_{\text{béton}} = 10 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$. On obtient cette fois la relation :

$$C''_T = C_T + C_{\epsilon}\alpha_{\text{béton}} \quad (\text{IV.10})$$

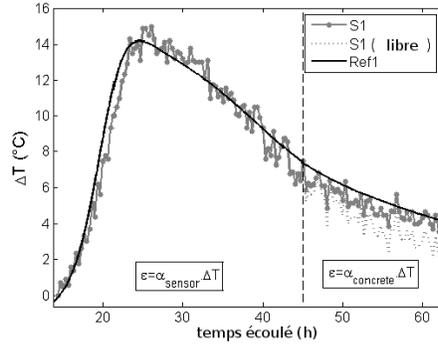


FIGURE IV.20: Mesure de température du capteur S_1 et sa référence associée. Interprétation suivant 2 hypothèses : capteur libre de toute contrainte (trait pointillé), ou contraint totalement par le béton à partir de la 45^{ème} heure.

et les valeurs du nouveau coefficient de sensibilité C''_T :

$$C''_T^{SMF} = 1.42 \pm 0.03 \text{ MHz}/^\circ\text{C} \quad (\text{IV.11a})$$

$$C''_T^{PANDA} = 1.78 \pm 0.03 \text{ MHz}/^\circ\text{C} \quad (\text{IV.11b})$$

Sur le graphe de la figure IV.20, nous avons tracé deux résultats : l'un en considérant que le béton était liquide, et utilisant donc le coefficient C'_T durant toute l'expérience (jusqu'à la 65^{ème} heure), et l'autre considérant que le capteur est totalement solidaire du béton à partir de la 45^{ème} heure. Cette date particulière a été sélectionnée parce qu'elle correspond à une inflexion de la courbe de variation de température des références : elle n'aurait donc pas pu être déterminée sur le terrain dans la pratique, avec le seul système de mesure réparti. Cependant, afin d'évaluer plus précisément les performances de notre capteur, nous avons appliqué cette correction à chacune des mesures S2, P2 et P3, disponibles sur la figure IV.21. On peut observer que les capteurs ont été correctement étalonnés,

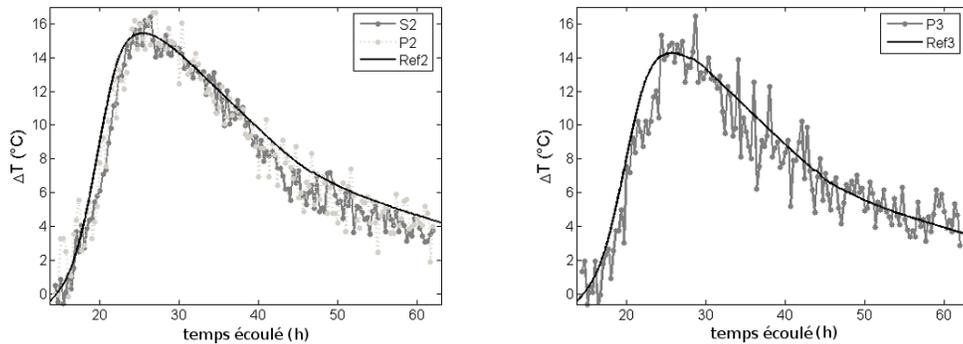


FIGURE IV.21: (Gauche) Mesures de température des capteurs S2, P2 et leur référence associée. (Droite) Mesures de température du capteur P3 et sa référence associée.

car les variations de températures mesurées par S2 et P2 (qui sont situés dans le même plan de la poutre) sont proches. Néanmoins, les mesures issues de P2 et P3 souffrent

d'un manque de fiabilité, avec des écart maximaux de 3.3 °C et 3.5 °C respectivement. Nous attribuons cela à des pertes optiques induites par de mauvaises soudures réalisées à l'aide d'un appareil défectueux, qui ont entraîné une baisse du rapport signal sur bruit de l'instrument de mesure. Bien que les fibres PANDA permettent de réaliser des capteurs plus sensibles (voir les valeurs de C'_T et C''_T), ils n'ont donc pas été en mesure d'apporter l'amélioration attendue. Plus regrettable, lors de l'expérience de mise en flexion de la poutre décrite dans la suite, les capteurs P2 et P3 ont été "perdus", car la fibre qui les reliait aux capteurs S1 et S2 à l'extérieur de la poutre a été endommagée.

Les résultats obtenus pour les capteurs S1 et S2 ont montré la faisabilité de la mesure de température par des capteurs noyés dans le béton (originellement conçus pour des mesures de déformations). Nous avons également observé qu'à partir du moment où le capteur est attaché et solidaire de la structure, sa sensibilité s'en trouve modifiée. En conséquence, dans le cas du béton pris, la sensibilité en température est alors supérieure à celle affichée par le fournisseur d'environ 50%.

IV.B.3 Mesure de déformation lors d'une flexion 4 points

L'enrobage utilisé ici a déjà été testé et validé pour les mesures de déformations par des CFO longue-base (de 10 à 70 cm) dans [15]. On peut cependant se demander si ses excellentes performances subsistent pour des capteurs plus long. Pour répondre à cette question, une expérience de grande envergure est nécessaire. En effet, la résolution spatiale de 1 m du système de mesure exigerait une extension constante sur une zone d'au moins 1 m (voire 1.20 m à cause de l'incertitude sur la localisation de la mesure). Ceci est très difficile à réaliser sur une poutre de seulement 3 m. La longueur maximale qui a pu être (théoriquement) mise en place est 80 cm, par une flexion 4 points de la poutre. La figure IV.22 décrit le dispositif expérimental : une presse hydraulique applique un effort réparti sur deux points séparés de 80 cm au milieu de la poutre. Celle-ci repose sur deux supports cylindriques. La moyenne des mesures sur le plan haut (jauge G1 sur le schéma en coupe de la figure IV.23) et sur le plan bas (jauge G2) sera utilisée pour la comparaison avec les capteurs répartis S1 et S2. Durant l'expérience, la presse applique successivement plusieurs paliers d'efforts de 20 à 120 kN, lors de plusieurs cycles.

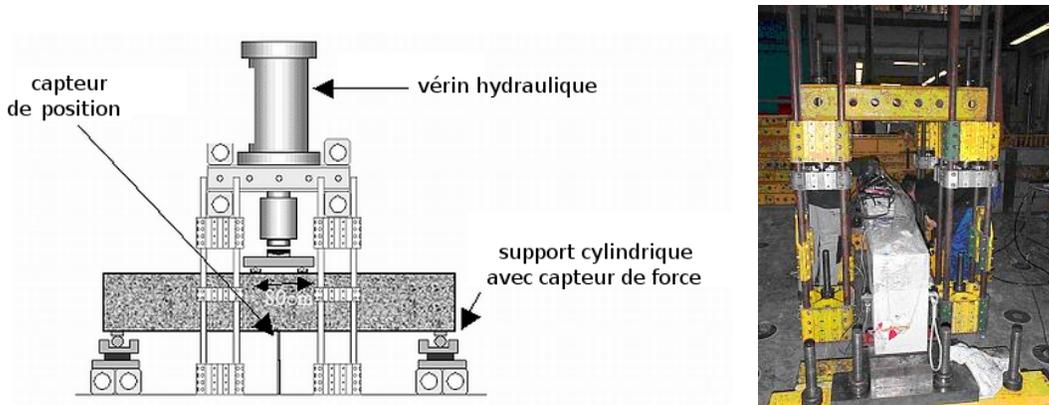


FIGURE IV.22: Dispositif de mise en flexion de la poutre : à gauche un schéma, à droite une photographie.

L'expérience a été dimensionnée par les ingénieurs de la dalle d'essai du LCPC, pour que les déformations maximales au niveau des aciers (dans la partie inférieure de la poutre), soient d'environ $1000 \mu\epsilon$. Théoriquement, la mise en charge de la poutre doit entraîner une compression axiale dans la partie haute de la poutre et une tension dans la partie basse. Pour de très petits efforts, qui laisseraient la poutre (et le béton) dans sa zone de déformations élastiques, l'axe neutre³ (axe des déformations nulles) serait situé au milieu de la poutre. Cependant, les déformations imposées lors de notre expérience sont nettement au delà du domaine d'élasticité. La principale conséquence est la fissuration du béton, qui entraîne la remontée de l'axe neutre (voir figure IV.23). Notons ici que des flexions 4 points d'amplitudes identiques ont été réalisées préalablement à nos tests sur cette poutre, pour une expérience de nature différente. La fissuration de la poutre (ainsi que la remontée de l'axe neutre) est donc survenue avant le début des mesures présentées. En conséquence, dans notre expérience, le capteur S1 subit une compression, mais le capteur S2 se trouve toujours soumis à une traction.

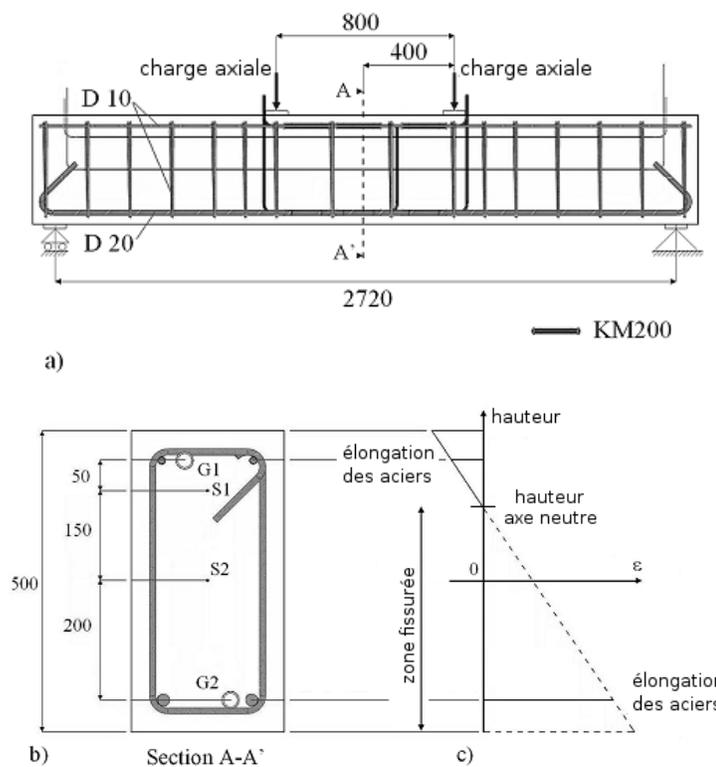


FIGURE IV.23: (Haut) Instrumentation de la poutre pour les mesures de déformations. (Bas) Position de l'axe neutre d'une poutre en béton fissurée.

On peut observer les mesures de ces deux capteurs, superposées avec la mesure de la force appliquée par la presse, sur la figure IV.24. Ces mesures ne manifestent aucune hystérésis, et présentent un écart de reproductibilité d'environ $25 \mu\epsilon$, ce qui est proche

3. L'"axe" neutre est obtenu sur une représentation 2D des poutres, il s'agit en réalité d'un plan.

de la résolution offerte par le système : $20 \mu\epsilon$ d'après le fournisseur. On note également qu'à cet écart près, le capteur est linéaire. Cependant, les déformations mesurées sont très faibles (moins d'un ordre de grandeur au dessus de la résolution), et ne permettent pas de mettre en évidence le comportement de ce capteur soumis à des efforts beaucoup plus grands, comme lors de l'expérience de détection de remontées de cavités précédente.

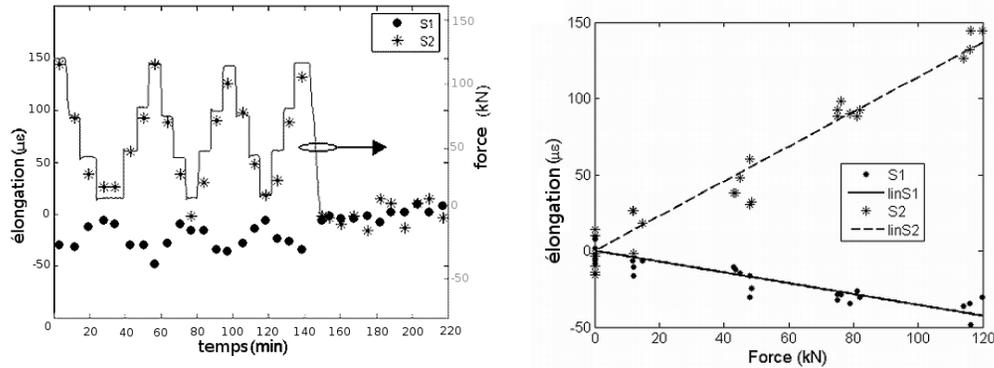


FIGURE IV.24: A gauche, mesures de déformations obtenues avec les capteurs S1 et S2 au centre de la poutre. A droite, graphe de la déformation mesurée par S1 et S2 en fonction de la force appliquée sur la poutre par le vérin.

De plus, la comparaison de ces mesures à celles des jauges G1 et G2 montre de grandes différences, comme on peut le constater sur la figure IV.25, sur laquelle est représentée la moyenne (sur tous les cycles) des mesures des 4 capteurs pour chaque valeur de la force appliquée, en fonction de la position verticale du capteur dans la poutre. En théorie, la dépendance devrait être linéaire (graphe de droite), et les droites qui en résulteraient devraient toutes couper l'axe des ordonnées ($\epsilon = 0$) en un même point indiquant la hauteur de l'axe neutre.

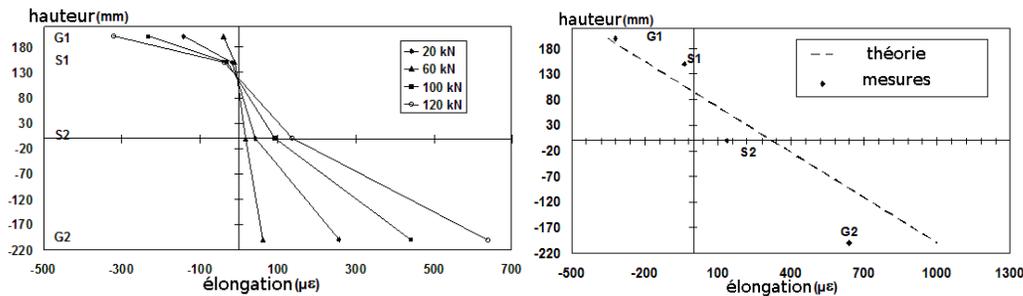


FIGURE IV.25: (Gauche) Étude des déformations mesurées par les différents capteurs en fonction de leur position verticale dans la poutre. (Droite) Comparaison des mesures de déformations (moyennes) obtenues par les différents capteurs pour la force maximale appliquée (120 kN), avec les prévisions théoriques.

Plusieurs facteurs peuvent être à l'origine de cet écart. Le premier a déjà été évoqué : la zone de déformation constante n'est que de 80 cm alors que la résolution spatiale du système B-OTDR est de 1 m. Ensuite, nous ne donnons ici que la moyenne des valeurs

mesurées par les 3 jauges de déformations de chaque plan. L'élongation étant supposée constante sur cette zone, les élongations mesurées par 3 jauges voisines devraient être proches. Or en pratique, nous avons obtenu des différences de plus de 300 % sur leurs valeurs dans le plan inférieur. Ceci est probablement explicable par le caractère aléatoire de la position des fissures. On peut donc en déduire que la comparaison de ce type de mesure, avec les mesures d'un capteur continu tel que le B-OTDR, n'est pas pertinente.

En conclusion, nous avons montré la faisabilité de la mesure de déformation grâce à des extensomètres par diffusion Brillouin utilisant l'enrobage ondulé conçu pour des CFO longue-base au LCPC. Ceux-ci ont affiché une sensibilité linéaire à l'élongation positive (traction) comme négative (compression), et un écart de reproductibilité inférieur à $25 \mu\epsilon$. Cependant, la validation complète de ce type de capteur requerrait une expérience de plus grande envergure, permettant d'obtenir des zones de déformation constante plus étendues (au moins 1.5 m).

IV.C Quelques conclusions tirées des mesures de terrain effectuées lors des deux expériences

Des deux expériences que nous venons de présenter, nous allons pouvoir tirer quelques remarques liées aux quatre questions que nous avons posées en préambule de ce chapitre.

À chaque application son enrobage.

Les deux applications utilisent deux câbles différents, chacun étant bien choisi afin de satisfaire des critères liés à son utilisation. Le point commun que l'on peut leur attribuer est leur robustesse. En effet, il convient toujours que le capteur parvienne à survivre aux étapes de sa mise en place : versage et vibration du béton dans un cas, mise en place du sol et passage des bulldozers dans l'autre. Dans le cas du capteur noyé dans le béton, l'adhérence et l'adaptation au milieu d'emploi ont été privilégiées afin de rendre possibles, et aussi justes que possible, des mesures de déformations faibles. Dans le cas de la mesure dans le sol, l'adhérence étant difficile, on a privilégié la non-intrusivité, en utilisant un câble de très faible dimension. On a également montré, dans le cas du capteur dans le béton, que la dépendance en température était hautement liée à la composition du capteur (avant l'adhésion de ce dernier à la structure), puis à celle du milieu d'emploi. **On peut en conclure que selon l'application et son cahier des charges, l'enrobage du capteur peut varier sensiblement et doit être choisi avec soin afin de fournir des performances optimales.** Un large panel de CFO répartis est d'ailleurs proposé par les divers fournisseurs, comme le montre la figure IV.26 qui présente les extensomètres répartis de la marque Smartec. Ceci étant dit, la preuve de faisabilité des mesures présentées a entériné l'utilisation des câbles seulement dans le cadre de ces expériences particulières. Il ne faut pas confondre la validation d'une faisabilité, avec la validation complète d'un capteur pour la détection de cavité dans les sols par exemple. En effet, aucun test de durabilité ni étude de dérive n'a été réalisé. Le processus de validation est, à ce stade, à peine entamé. De plus, même avec un câble très robuste et parfaitement adapté à l'application, le risque qu'il soit endommagé par un événement n'est jamais totalement nul. Lorsque cela survient, il est appréciable d'avoir des zones accessibles, où la fibre optique sort du milieu d'emploi. Il est alors possible de court-circuiter la partie sensible dans la

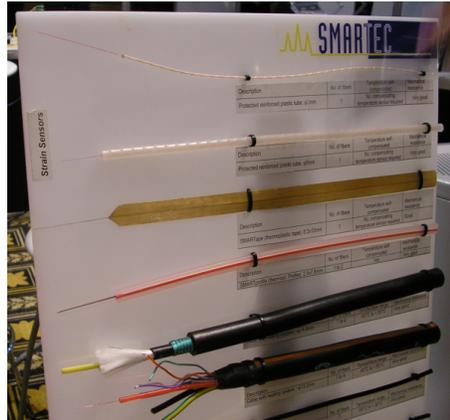


FIGURE IV.26: Gamme de capteurs répartis de déformations proposée par la société Smartec.

quelle survient la rupture (voir figure IV.27). Il est particulièrement important de prévoir ce genre d'événements dans le cas des systèmes de mesures par pompe et sonde (B-OTDA par exemple), pour lesquels, sans possibilité de court-circuit, la rupture de la fibre empêcherait l'interrogation de tout le câble sensible. Dans le cas d'un système fonctionnant par réflectométrie, les mesures se situant en amont de la rupture restent accessibles.

Quelques précautions à prendre pour tirer profit de la portée (20 km) de ces instruments

Les essais de détection de cavité ont montré les limites des mesures distribuées concernant la localisation des mesures. On a en effet constaté, entre deux appareils distincts, une différence de près de 1% sur la position d'une même zone de mesure. Si cela n'apparaissait pas comme choquant dans notre application ; cela impliquerait lors de la détection d'un événement à 10 km de l'interrogateur, une incertitude de 100 m sur la position du défaut ! Cela n'est évidemment pas du tout satisfaisant, en particulier si l'on doit ensuite, par exemple, creuser le sol pour trouver la cavité : une tranchée de 100 m est inenvisageable. Ceci peut de plus être aggravé, comme nous l'avons présenté dans le chapitre III, par le ralentissement de la lumière, si l'on utilise des systèmes de type B-OTDA. **Il est donc toujours sage de placer quelques repères à l'intérieur de la ligne de mesures, situés à des positions bien connues, et détectables à l'aide du système de mesure retenu.** Ce pourrait être, dans le cas des CFO Brillouin, des fibres de nature différente, ou encore des zones précontraintes. Des réflexions partielles (connecteurs par exemple) peuvent être introduites si l'on utilise un OFDR (voir figure IV.27).

La résolution spatiale : un paramètre critique

Dans les deux expériences, le B-OTDR a souffert d'un manque de résolution spatiale. Son augmentation est à l'heure actuelle l'un des axes majeurs de la recherche sur les CFO à effet Brillouin. Si l'on a vu, dans le chapitre III, que la limite pour les B-OTDR et B-OTDA ne pouvaient guère descendre en dessous de 0.5 m, nous avons également présenté des méthodes permettant d'obtenir des résolutions meilleures. De telles techniques attendent encore d'être portées sur le terrain et d'être converties en appareils commerciaux. Les

B-OCDA et sa version à une seule entrée le B-OCDR, représentent à ce titre des solutions d'avenir pour les domaines des SHM qui nécessitent de hautes résolutions spatiales, comme la détection de fissures par exemple. Quelque soit la méthode retenue, il s'agit toujours d'un compromis entre forte excursion et faible résolution spatiale. **L'emploi de plusieurs appareils peut donc s'avérer intéressant, si l'on peut introduire quelques points d'accès potentiels (connecteurs accessibles) dans la ligne de mesure comme sur la figure IV.27.** On peut ainsi, après avoir repéré grossièrement une anomalie avec un B-OTDR, interroger (exceptionnellement) la zone avec un appareil de meilleure résolution spatiale, afin d'avoir une cartographie plus précise des déformations.

La compensation en température : un besoin évident

Lors de la mesure de température durant la prise du béton, nous avons montré que la solidarité entre le milieu et le capteur modifiait la sensibilité de celui-ci à la température (l'augmente dans le cas précédent). Si le milieu est mal connu, la mesure de température devient alors d'autant imprécise. Ceci est un exemple pratique de difficultés engendrées par la dépendance simultanée de la fréquence Brillouin à la température et la déformation. Dans ce cas, comme dans bien d'autres des SHM, la mesure des deux paramètres est préférable. On peut, comme on l'a évoqué dans le chapitre III, utiliser des méthodes de mesure simultanée de deux paramètres. Aujourd'hui, le paramètre mesurable supplémentaire qui donne les meilleurs résultats dans la littérature semble être la biréfringence (longueur de battement). En ce qui concerne l'OFDR, on peut noter qu'il est également possible de mesurer la longueur de battement grâce à une détection sensible à la polarisation (comme on l'a présenté dans le chapitre I). Des solutions hybrides peuvent exister. On peut en citer 2 :

1. Interroger le capteur (et sa fibre) avec un système Raman pour mesurer la température, puis l'interroger avec un système Brillouin. On déduit alors la mesure de déformation, à partir de la fréquence Brillouin mesurée, en soustrayant l'effet de la température sur celle-ci, grâce à la mesure Raman.
2. Utiliser un capteur avec deux fibres, dont une est "libre" de toute contrainte, et donc de toute élongation afin de n'utiliser qu'un seul B-OTDR.

La méthode 1 est très lourde à mettre en pratique, car elle nécessite d'effectuer les deux mesures successivement. Sachant que la durée d'une mesure B-OTDR sur 10 km est de l'ordre du quart d'heure voire plus, son augmentation est assez gênante. De plus, on a précisé dans le chapitre I que, pour une efficacité optimale, les systèmes de mesure Raman utilisent en général des fibres multimodes à gradient d'indice. Deux fibres seraient donc préférables, ce qui nous ramène à la deuxième méthode. Celle-ci est habituellement soumise à caution, car il est assez difficile (parfois impossible), alors que le capteur est noyé et solidaire de son milieu d'emploi sur des km, d'être certain qu'il reste bien libre de toute contrainte. Pour une mesure réellement répartie sur les deux paramètres, la mesure combinée Raman et Brillouin dans un capteur avec deux fibres adaptées (une monomode, et une multimode) semble être la solution la plus fiable. Mais ceci reste du domaine de la spéculation, car aucun système de mesure de ce type n'a encore été porté sur le terrain. Si le coût d'un interrogateur pour la mesure répartie (d'environ 100000 euros) est souvent retenu à sa décharge lorsqu'on le compare aux autres systèmes, l'emploi de deux

interrogateurs distincts peut-il seulement être envisagé ? Puisque la température varie (en général) spatialement lentement, l'usage de quelques dizaines capteurs de température standard (thermocouples ou RTD), en plus d'un extensomètre réparti, peut-être retenu comme une solution intermédiaire satisfaisante dans beaucoup de cas (IV.27).

Vers un système de mesure pour une situation réelle...

Pour conclure, le schéma ci-après a été établi à partir des arguments précédemment évoqués. Il représente ce que pourrait être une solution utilisable pour contrôler la santé d'une structure de génie civil.

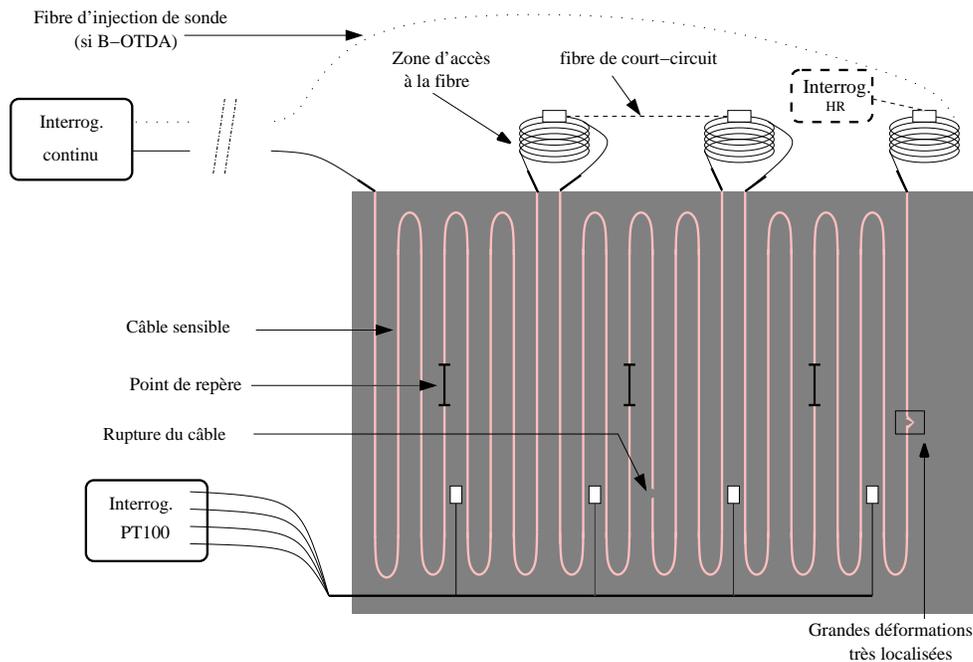


FIGURE IV.27: Schéma d'un dispositif expérimental d'instrumentation, qui permet de tirer parti au mieux des propriétés des capteurs continus : des points de repères sont introduits dans le câble, des PT100 permettent d'estimer les variations de température. Grâce aux zones d'accès, on peut, après une rupture, court-circuiter la partie du capteur correspondante. Si l'on détecte un défaut que l'on pense très localisé, on peut utiliser la zone d'accès pour relier un interrogateur de plus haute résolution spatiale et de portée plus faible, au voisinage du détail à mesurer.

Bibliographie

- [1] L. Briançon, A. Nancey, A. Robinet, and M. Voet. Set up of a warning system integrated inside a reinforced geotextile for the survey of railway. In *Proceedings of the 8th Int. Conf. on Geosynthetics*, pages 857–60, Yokohama, Japan, 2006.
 - [2] A. Arzi. Microgravimetry for engineering applications. *Geophysical Prospecting*, 23 :408–25, 1975.
 - [3] T. Strozzi, U. Wegmuller, C.L. Werner, A. Wiesmann, and V. Spreckels. Jers sar interferometry for land subsidence monitoring. *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, 41(7) :1702–1708, July 2003.
 - [4] Hong-Nan Li, Dong-Sheng Li, and Gang-Bing Song. Recent applications of fiber optic sensors to health monitoring in civil engineering. *Engineering Structures*, 26(11) :1647 – 1657, 2004.
 - [5] Hiroshi Naruse, Hideki Uehara, Taishi Deguchi, Kazuhiko Fujihashi, Masatoshi Onishi, Raul Espinoza, Cesar Guzman, Cesar Pardo, Cesar Ortega, and Manuel Pinto. Application of a distributed fibre optic strain sensing system to monitoring changes in the state of an underground mine. *Measurement Science and Technology*, 18(10) :3202–3210, 2007.
 - [6] S. Johansson. Fiber-optics to detect seepage and internal erosion in embankment dams. *International Journal on Hydropowers and Dams*, 5 :94–6, 2006.
 - [7] P Humbert, A Dubouchet, G Fezans, and D Remaud. Cesar-lpc : a computation software package dedicated to civil engineering uses. *Bulletin des Laboratoires des Ponts et Chaussées*, 256-7 :7–37, 2005.
 - [8] P Y Hicher and J F Shao. *Constitutive Modelling of Soils and Rocks*. Wiley, 2008.
 - [9] M. Rajesh, K. Geetha, M. Sheeba, P. Radhakrishnan, C.P.G. Vallabhan, and V.P.N. Nampoori. A fiber optic smart sensor for studying the setting characteristics of various grades of cement. *Optics and Lasers in Engineering*, 44(5) :486 – 493, 2006.
 - [10] S.A. Wade, K.T.V. Grattan, B. McKinley, L.F. Boswell, and C. D’Mello. Incorporation of fiber-optic sensors in concrete specimens : testing and evaluation. *Sensors Journal, IEEE*, 4(1) :127–134, Feb. 2004.
 - [11] Farhad Ansari and Yuan Libo. Mechanics of bond and interface shear transfer in optical fiber sensors. *Journal of Engineering Mechanics*, 124(4) :385–394, 1998.
 - [12] Graham Duck and Michel LeBlanc. Arbitrary strain transfer from a host to an embedded fiber-optic sensor. *Smart Materials and Structures*, 9(4) :492–497, 2000.
 - [13] Daniele Inaudi and Branko Glisic. Reliability and field testing of distributed strain and temperature sensors. In Daniele Inaudi, Wolfgang Ecke, Brian Culshaw, Kara J. Peters, and Eric Udd, editors, *Smart Structures and Materials 2006 : Smart Sensor Monitoring Systems and Applications*, volume 6167, page 61671D. SPIE, 2006.
 - [14] G. Kister, D. Winter, J. Tetlow, R. Barnes, G. Mays, and G.F. Fernando. Structural integrity monitoring of reinforced concrete structures. part 1 : evaluation of protection systems for extrinsic fibre fabry-perot sensors. *Engineering Structures*, 27(3) :411 – 419, 2005.
-

- [15] Sylvie Delepine-Lesoille, Erick Merliot, Claude Boulay, Lionel Quétel, Marie Delaveau, and Alain Courteville. Quasi-distributed optical fibre extensometers for continuous embedding into concrete : design and realization. *Smart Materials and Structures*, 15(4) :931–938, 2006.
 - [16] M. Nikles, L. Thevenaz, and P. A. Robert. Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers. *J. Lightw. Technol.*, 15(10) :1842–1851, Oct. 1997.
 - [17] Xiaoyi Bao, Qinrong Yu, and Liang Chen. Simultaneous strain and temperature measurements with polarization-maintaining fibers and their error analysis by use of a distributed Brillouin loss system. *Opt. Lett.*, 29(12) :1342–1344, 2004.
 - [18] Toshio Kurashima and Mitsuhiro Tateda. Thermal effects on the Brillouin frequency shift in jacketed optical silica fibers. *Appl. Opt.*, 29(15) :2219–2222, 1990.
 - [19] Branko Glisic. *Fibre optic sensors and behaviour in concrete at early age*. PhD thesis, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2000.
-

Conclusions générales

Résumé des principaux résultats

Dans cette thèse nous avons montré que les CFO répartis apportent une réelle rupture technologique par rapport aux capteurs traditionnels et aux CFO ponctuels ou quasi-distribués. Ils offrent en effet des possibilités de multiplexage inédites (des dizaines de milliers de points de mesures par fibre) et sont continûment sensibles à leur environnement, d'un bout à l'autre de la fibre qui les constitue. Au sein de cette famille de capteurs, ceux qui utilisent la diffusion Brillouin sont les seuls à pouvoir réaliser des mesures de déformations sur de très longues distances grâce à des systèmes d'interrogation B-OTDR ou B-OTDA. Pour des applications de faible excursion, ils peuvent également offrir des performances comparables à celles des OFDR (qui utilisent la réflectométrie Rayleigh) grâce à des systèmes d'interrogation dans le domaine de corrélation comme le B-OCDA.

La diffusion Brillouin étant fort dépendante de la composition chimique de la fibre optique utilisée, nous avons réalisé une étude théorique et expérimentale détaillée de celle-ci dans plusieurs familles de fibres : des fibres monomodes classiques et des fibres microstructurées. Ce travail présente des méthodes de caractérisations expérimentales et de simulations numériques de spectres de diffusion Brillouin spontanée amplifiée, ainsi qu'une nouvelle mesure auto-référencée de gain Brillouin qui ne nécessite l'accès qu'à une seule extrémité de la fibre.

Des expériences d'étalonnage de fibres optiques pour la mesure de température et de déformations ont été mises au point grâce à la réalisation préalable d'un système expérimental de caractérisation de spectre Brillouin réparti de type B-OTDR. Ces expériences ont été utilisées pour l'étalonnage complet de la fibre LEAF. Celui-ci a permis d'évaluer le potentiel de cette fibre pour la mesure simultanée de température et de déformation. Malheureusement, la conclusion de cette étude révèle qu'une mesure simultanée, en utilisant deux des quatre pics significatifs du spectre Brillouin de cette fibre, est impossible.

Enfin, lors de l'utilisation de capteurs Brillouin dans des expériences de grande échelle nous avons mis en évidence quelques difficultés propres à leur mise en œuvre et nous nous sommes concentrés sur différents enjeux des capteurs répartis de déformation : le choix du câble entourant la fibre, la résolution spatiale du système de mesure, l'incertitude sur la localisation des mesures, la sensibilité du capteur à la température. En conclusion, nous présentons un schéma de principe de l'instrumentation d'une structure qui utiliserait de tels capteurs pour réaliser des mesures de déformation en vue de sa surveillance.

Perspectives

Le chapitre IV souligne les deux principaux défis qu'il sera nécessaire de relever afin de pouvoir tirer la quintessence du potentiel des capteurs Brillouin :

1. La résolution spatiale des systèmes commerciaux actuels est insuffisante. Des configurations alternatives d'interrogation (B-OCDA, B-OFDA) peuvent-elles être adaptées afin d'augmenter la résolution spatiale sans dégrader sensiblement l'excursion, et combler le vide qui subsiste entre [$\delta z = 50$ cm ; $L_{max} = 20$ km] et [$\delta z = 1$ cm ; $L_{max} = 50$ m] ?
2. Comme pour les autres capteurs, une compensation de la sensibilité thermique des capteurs de déformation est nécessaire. Est-il possible de réaliser cette compensation par des mesures optiques sur la même fibre ? Peut-on concevoir une fibre qui est moins sensible à la température, de façon à réduire son effet sur les mesures de déformations ?

Pour répondre à ces questions, EDF R&D, le LCPC, et Télécom-Paristech ont décidé de continuer leur collaboration notamment à travers l'encadrement d'une nouvelle thèse qui utilisera les travaux ici présentés comme point de départ.

Annexe A

Complément d'étude sur la modélisation des modes acoustiques impliqués dans la diffusion Brillouin

Les ondes mécaniques sont régies dans un matériau solide par l'équation de Navier Stokes :

$$(\lambda + 2\mu)\nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}) - \mu\nabla \times (\nabla \times \mathbf{u}) = \rho_0 \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} \quad (\text{A.1})$$

où \mathbf{u} représente le vecteur déplacement à trois dimensions, ρ_0 est la densité volumique du matériau supposée constante quel que soit le dopage ($\rho_0 = \rho_{silice} = 2200 \text{ kg.m}^{-3}$) et λ et μ sont les coefficients mécaniques de Lamé. Le premier terme du membre de gauche de l'équation (A.1) décrit la dilatation/compression du matériau tandis que le deuxième décrit le cisaillement. Les deux coefficients de Lamé permettent de définir les vitesses de dilatation et de cisaillement du matériau :

$$V_D = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho_0}} \quad (\text{A.2})$$

$$V_S = \sqrt{\frac{\mu}{\rho_0}} \quad (\text{A.3})$$

Puisque l'on cherche des ondes propagatives suivant la longueur de la fibre z , il est pertinent de supposer, comme en électromagnétisme, que le champ des déplacements est de la forme :

$$\mathbf{u} = \mathbf{U}e^{i(\Omega t - qz)} \quad (\text{A.4})$$

Il est également commode d'introduire, comme Waldron et Thurston dans [1, 2], un potentiel scalaire ϕ et un potentiel vecteur Ψ , afin de décomposer l'enveloppe des déplacements en 2 termes dérivant de ces potentiels :

$$\mathbf{U} = \nabla(\phi) + \nabla \times \Psi \quad (\text{A.5})$$

L'équation (A.1) devient alors :

$$(\lambda + 2\mu) \text{grad} [(\nabla_t^2 + l^2)\phi] + \mu(\nabla_t^2 + h^2)(\text{rot } \Psi) = 0 \quad (\text{A.6})$$

où ∇_t^2 est l'opérateur Laplacien transverse défini comme :

$$\nabla_t^2 = \nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (\text{A.7})$$

et l et h deux nouveaux paramètres appelés constantes de propagations radiales et définis comme :

$$l^2 = \frac{\Omega^2 \rho}{\lambda + 2\mu} - q^2 \quad \text{et} \quad h^2 = \frac{\Omega^2 \rho}{\mu} - q^2 \quad (\text{A.8})$$

En notant que l'opérateur rotationnel commute avec l'opérateur Laplacien transverse, puis en prenant successivement la divergence et le rotationnel de l'équation (A.6), on obtient deux équations séparées sur chacun des 2 potentiels ϕ et Ψ :

$$\nabla_t^2 [(\nabla_t^2 + l^2)\phi] = 0 \quad (\text{A.9a})$$

$$\text{rot rot} [(\nabla_t^2 + h^2)\Psi] = 0 \quad (\text{A.9b})$$

À ce stade on restreint en général le problème à la recherche des solutions de :

$$(\nabla_t^2 + l^2)\phi = 0 \quad (\text{A.10a})$$

$$(\nabla_t^2 + h^2)\Psi = 0 \quad (\text{A.10b})$$

Ces dernières équations décrivent l'ensemble des solutions exceptées les intégrales particulières des équations (A.9). Ces intégrales devant satisfaire (A.6), ont une contribution nette nulle au vecteur déplacement. On n'étudiera donc, par la suite, que les solutions de (A.10).

Dans un milieu homogène à symétrie de révolution, les solutions du potentiel scalaire sont exactement de la même forme que les solutions approchées du chapitre II :

$$\phi = AX_p(lr)e^{\pm ip\theta} \quad (\text{A.11})$$

où A est une constante, p est un entier positif (les solutions à symétrie de révolution sont telles que $p = 0$) et X_p est une combinaison linéaire des fonctions de Bessel d'ordre p : J_p et Y_p .

Notons que comme dans le cas des ondes électromagnétiques, de part sa définition, l^2 peut s'avérer être négatif et donc l peut être imaginaire pur. Cela équivaut à considérer des solutions en I_0 et K_0 avec comme argument réel ($-ilr$). Bien que moins explicite, l'utilisation d'une seule fonction (en l'occurrence X_p) est préférée à l'expression d'une combinaison linéaire de I_0 et K_0 ou J_0 et Y_0 (selon le cas) afin d'alléger les écritures par la suite.

D'après Waldron dans [1], les solutions du potentiel vecteur sont :

$$\Psi_r = \frac{j p}{hr} BZ_p(hr) - \frac{j}{p} CW_p'(hr) \quad (\text{A.12a})$$

$$\Psi_\theta = BZ_p'(hr) + \frac{1}{hr} CW_p(hr) \quad (\text{A.12b})$$

$$\Psi_z = \frac{1}{pq} CW_p(hr) \quad (\text{A.12c})$$

où B et C sont des constantes, et W_p et Z_p sont, comme X_p des combinaisons linéaires de J_p et Y_p . De même que l, h peut lui aussi être imaginaire d'après la définition de h^2 .

Au final, on trouve que l'enveloppe des déplacements est de la forme :

$$U_r = \left[AlX'_p(lr) + jqBZ'_p(hr) + \frac{p}{r}CW_p(hr) \right] \begin{Bmatrix} \sin(p\theta) \\ \cos(p\theta) \end{Bmatrix} \quad (\text{A.13a})$$

$$U_\theta = \left[\frac{p}{r}AX_p(lr) + j\frac{qp}{hr}BZ_p(hr) + hCW'_p(hr) \right] \begin{Bmatrix} \cos(p\theta) \\ \sin(p\theta) \end{Bmatrix} \quad (\text{A.13b})$$

$$U_z = \left[-jqAX'_p(lr) - hBZ_p(hr) \right] \begin{Bmatrix} \sin(p\theta) \\ \cos(p\theta) \end{Bmatrix} \quad (\text{A.13c})$$

L'ensemble des solutions est décrit en prenant les solutions U_r, U_θ, U_z utilisant soit les fonctions trigonométriques du haut des accolades, soit celles du bas.

On peut également définir les 6 contraintes (tenseur d'ordre 2 symétrique) en coordonnées cylindriques, en fonction des déplacements :

$$T_1 = (\lambda + 2\mu) \left[\frac{\partial U_r}{\partial r} \right] + \lambda \left[\frac{U_r}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial U_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial U_z}{\partial z} \right] \quad (\text{A.14a})$$

$$T_2 = (\lambda + 2\mu) \left[\frac{U_r}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial U_\theta}{\partial \theta} \right] + \lambda \left[\frac{\partial U_r}{\partial r} + \frac{\partial U_z}{\partial z} \right] \quad (\text{A.14b})$$

$$T_3 = (\lambda + 2\mu) \left[\frac{\partial U_z}{\partial z} \right] + \lambda \left[\frac{\partial U_r}{\partial r} + \frac{U_r}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial U_\theta}{\partial \theta} \right] \quad (\text{A.14c})$$

$$T_4 = \mu \left[\frac{\partial U_\theta}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial U_z}{\partial \theta} \right] \quad (\text{A.14d})$$

$$T_5 = \mu \left[\frac{\partial U_r}{\partial z} + \frac{\partial U_z}{\partial r} \right] \quad (\text{A.14e})$$

$$T_6 = \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial U_r}{\partial \theta} + \frac{\partial U_\theta}{\partial r} - \frac{U_\theta}{r} \right] \quad (\text{A.14f})$$

Les surfaces d'applications et les directions de ces contraintes sont récapitulées dans le tableau A.1.

TABLE A.1: Directions et surfaces d'application des contraintes T_1 à T_6 en coordonnées cylindriques

Composante	Type	Surface	Direction
T_1	compression	cylindre	radiale
T_2	compression	section principale	azimutale
T_3	compression	section transversale	longitudinale
T_4	cisaillement	section principale section transversale	longitudinale azimutale
T_5	cisaillement	cylindre section transversale	longitudinale radiale
T_6	cisaillement	cylindre section principale	azimutale radiale

Comme pour les ondes électromagnétiques, les solutions des modes guidés sont données par les conditions aux limites des domaines étudiés. Dans le cas qui nous intéresse, il s'agit de domaines cylindriques de sections annulaires imbriqués les uns dans les autres. Entre deux domaines, on demandera la continuité des 3 déplacements et des trois contraintes qui s'appliquent sur la surface de la frontière (cylindre), à savoir T_1 , T_5 et T_6 . Ces dernières seront nulles sur la frontière extérieure de la fibre (si l'on suppose qu'elle existe). Rappelons que l'on ne s'intéresse qu'aux modes à symétrie de révolution car eux seuls ont un recouvrement non-nul avec le mode optique. Ceci implique la condition $p = 0$. En utilisant les fonctions trigonométriques du haut des accolades dans (A.13), le seul déplacement non-nul est U_θ . Ce mode est le mode torsionnel d'ordre 0 appelé T_{00} . Nous ne l'étudierons pas en détail car, puisque $U_z = 0$, il n'interagira pas avec le mode optique. L'étude portera donc uniquement sur les solutions utilisant les fonctions du bas de l'accolade ($\cos(\theta)$ pour U_r , $\sin(\theta)$ pour U_θ et $\cos(\theta)$ pour U_z). Comme on se limite au cas $p = 0$, il vient $U_\theta = 0$ ainsi que $T_4 = T_6 = 0$.

Les conditions aux limites porteront finalement sur 4 grandeurs (au lieu de 2 dans le cas électromagnétique) : deux déplacements U_r et U_z , et deux contraintes T_1 et T_6 . Par un formalisme similaire à celui développé dans le chapitre II, on peut donc grâce aux expressions de (A.13) et (A.14), réunir ces 4 grandeurs dans un même vecteur qui s'exprime comme le produit d'une matrice et d'un vecteur contenant des coefficients à déterminer :

$$\begin{pmatrix} U_r \\ U_z \\ T_1 \\ T_5 \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{pmatrix} \quad (\text{A.15})$$

Les coefficients A et B qui apparaissent dans les solutions U et T dans (A.13) et (A.14) traduisaient en fait 4 constantes, car les fonctions X_0 et Z_0 étaient des combinaisons linéaires de J_0 et Y_0 . Dorénavant A et B désigneront respectivement les coefficients affectant les fonctions de Bessel convergentes en 0 (J_0 ou I_0) dans X_0 et Z_0 , C et D désigneront ceux affectant les autres (Y_0 ou K_0).

Finalement, grâce aux conditions de continuité à chaque frontière interne à la fibre, par le même processus que dans le chapitre II, on peut lier les coefficients de la première couche à ceux de la dernière par une matrice Π :

$$\begin{pmatrix} A_N \\ B_N \\ C_N \\ D_N \end{pmatrix} = \Pi \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \\ C_0 \\ D_0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.16})$$

Pour des raisons de convergence en $r = 0$, on sait que les coefficients affectant les Y_0 ou K_0 sont nuls : $C_0 = D_0 = 0$. Il convient alors, pour obtenir une équation de dispersion, de choisir des conditions aux limites pour l'extérieur de la dernière couche. Deux solutions sont possibles :

- Supposer comme dans le chapitre II que la gaine est d'épaisseur infinie puis étudier la convergence des solutions.

-
- Supposer qu'au bord de la gaine en $r \approx 60\mu m$, les déplacements sont libres et les contraintes nulles ($T_1(r_g) = T_5(r_g) = 0$),

Gaine de dimension finie

La deuxième solution peut sembler la plus "juste" étant donné qu'elle fait part de la situation réelle : la section d'une fibre optique est bien de dimension finie. Dans ce cas, afin d'exprimer les déplacements et les contraintes sur la frontière extérieure de la gaine, on multiplie la matrice Π par une matrice $\mathbf{M}_N(r_g)$. On obtient alors une nouvelle matrice Π' telle que :

$$\begin{pmatrix} U_r(r_g) \\ U_z(r_g) \\ T_1(r_g) \\ T_5(r_g) \end{pmatrix} = \Pi'(q, \Omega) \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \\ C_0 \\ D_0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.17})$$

Puisque $C_0 = D_0 = 0$, les solutions (q, Ω_m) sont telles que la sous-matrice reliant $[T_1(r_g), T_5(r_g)]$ à $[A_0, B_0]$ ait une valeur propre nulle :

$$\begin{vmatrix} \Pi'_{[33]} & \Pi'_{[34]} \\ \Pi'_{[43]} & \Pi'_{[44]} \end{vmatrix} (q, \Omega) = 0 \quad (\text{A.18})$$

L'équation (A.18) constitue donc l'équation de dispersion. Pour un couple (Ω, q) vérifiant cette équation, le vecteur propre associé à la valeur 0 de la matrice renvoie alors les coefficients A_0 et B_0 du mode correspondant. On retrouve ensuite les (A_i, B_i, C_i, D_i) en construisant les matrices $\mathbf{P}_{i+1}(r_i) = \mathbf{M}_{i+1}^{-1}(r_i)\mathbf{M}_i(r_i)$ à chaque frontière, comme dans le chapitre II. La figure A.1 montre la forme de deux modes successifs calculés pour une fibre de type SMF28. Sur le profil de U_z du premier on observe, par dessus une forme quasi-gaussienne, de faibles vibrations plus fréquentes (spatialement) qui correspondent à l'effet du cisaillement. De surcroît, on observe que l'amplitude du déplacement radial U_r est nettement plus faible que celle de U_z , d'environ un ordre de grandeur. Ce mode est très proche (fréquence, profils) du mode fondamental L_{01} calculé dans le chapitre II (c'est pourquoi on le nomme ainsi sur la légende). Le second mode représenté en dessous montre un profil très différent et sa fréquence est éloignée de toutes les fréquences des modes trouvés dans le chapitre II. Les vibrations spatialement très fréquentes sont majoritaires et U_r et U_z ont des amplitudes comparables : il s'agit d'un mode de cisaillement.

Nous venons donc de montrer qu'il est possible, grâce à notre méthode, de déterminer les modes acoustiques sans faire d'approximation. Cependant l'approche "exacte" de la gaine de dimension finie, bien que parfaitement rigoureuse, est très difficile à appliquer dans le cadre d'une résolution numérique. Pour le calcul conduisant à la figure A.1 nous n'avons d'ailleurs pas pu utiliser la valeur réelle du rayon de la gaine d'une fibre standard ($62.5\mu m$). En effet, attardons-nous sur les ordres de grandeur des variables en présence. Prenons un ensemble de valeurs réalistes pour un mode acoustique guidé dans le cœur

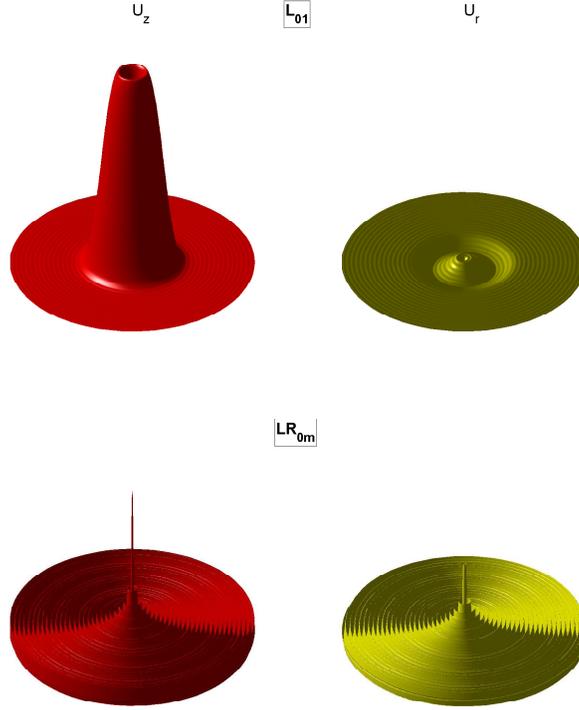


FIGURE A.1: Composantes U_z (gauche) et U_r (droite) de 2 modes acoustiques couplés avec le mode optique d'une fibre de type SMF-28. Le mode d'en haut est essentiellement longitudinal, et très proche du mode fondamental L_{0n} , solution des équations approchées calculées au chapitre II. Le mode d'en bas (noté LR_{0m}) est un mode essentiellement lié au cisaillement : U_r et U_z sont du même ordre de grandeur. Son aire de couplage avec le mode optique est négligeable par rapport à celles des L_{0n} . (Le rayon de la gaine utilisé est $20 \mu m$ pour permettre un calcul numérique.)

d'une fibre à saut d'indice :

$$\begin{aligned}
 q &= 1.2 \times 10^7 m^{-1} \\
 V_{Dc} &= 5800 m.s^{-1} \\
 V_{Dg} &= 6000 m.s^{-1} \\
 V_{Sc} &= 3600 m.s^{-1} \\
 V_{Sg} &= 3700 m.s^{-1} \\
 \Omega_{mode} &= 7.1 \times 10^{10} m.s^{-1} \\
 \rho &= 2000 kg.m^{-3} \\
 r_c &= 5 \mu m \\
 r_g &= 60 \mu m
 \end{aligned}$$

On en déduit les paramètres de dilatation et cisaillement (l et h) dans le coeur et la gaine :

$$\begin{aligned} l_c &= 2.5 \times 10^6 m^{-1} \\ l_g &= 2i \times 10^6 m^{-1} \\ h_c &= 16 \times 10^6 m^{-1} \\ h_g &= 15 \times 10^6 m^{-1} \end{aligned}$$

Le coefficient l_g est donc imaginaire pur et dans la matrice se trouvent donc des fonctions de Bessel du seconde espèce. Évaluons leurs valeurs en r_c et r_g .

$$\begin{aligned} I_0(-il_g r_c) &= 2.7 \times 10^3 \\ K_0(-il_g r_c) &= 1.9 \times 10^{-5} \\ I_0(-il_g r_g) &> 10^{50} \\ K_0(-il_g r_g) &< 10^{-53} \end{aligned}$$

La matrice $\mathbf{M}_N(r_g)$ contient donc des nombres différant de plus de 100 ordres de grandeur. Ceci pose un problème de calcul numérique, assez difficile à résoudre dans la pratique. C'est pourquoi nous avons préféré à cette étude exacte une résolution approchée exposée au chapitre II. Pour des rayons de l'ordre de quelques microns (taille du coeur) ou moins, seule une dizaine d'ordres de grandeur sépare les valeurs de $I_0(-il_g r_c)$ et $K_0(-il_g r_c)$, ce qui est relativement élevé mais surmontable pour des ordinateurs modernes.

Gaine de rayon infini

Il est également possible de supposer, en gardant les équations précédentes (matrice Π), que la gaine est de rayon infini. Les termes de cisaillement des solutions des déplacements et des contraintes, dans la zone extérieure s'étendant de $r = r_{N-1}$ à $r = +\infty$, doivent alors être, pour des raisons de convergence à l'infini, de la forme d'une combinaison particulière de J_0 et Y_0 appelée fonction de Hankel de deuxième espèce :

$$H_0^{(2)} = J_0 - iY_0$$

Pour se ramener au cas précédent, il convient donc d'utiliser la fonction $H_0^{(2)}$ à la place de Y_0 dans la matrice correspondant à la dernière couche : $\mathbf{M}_N(r)$. La condition à la limite infinie est alors l'annulation du coefficient de cisaillement affectant J_0 (solution en $H_0^{(2)}(hr)$ uniquement), et le coefficient de dilatation affectant $I_0(lr)$ (qui diverge en $r = +\infty$). Il vient alors, avec les mêmes notations que précédemment :

$$\begin{vmatrix} \Pi_{[13]} & \Pi_{[14]} \\ \Pi_{[23]} & \Pi_{[24]} \end{vmatrix} (q, \Omega) = 0 \quad (\text{A.19})$$

Cette fois, les solutions Ω_m sont complexes, donc très difficiles à déterminer numériquement.

Il est plus aisé de déterminer l'écart (faible) entre les fréquences des modes correspondants et celles obtenues par la méthode exposée au chapitre II (que nous noterons Ω_0), en utilisant une méthode perturbative comme Safai-Jazi dans [3]. On suppose alors que l'on cherche une fréquence Ω légèrement différente de Ω_0 définie comme :

$$\Omega = \Omega_0 + \Omega_1 \quad (\text{A.20})$$

avec Ω_1 complexe. Pour Ω_1 petit, on peut développer les éléments des matrices \mathbf{M}_i en séries de Taylor suivant Ω_1 . On obtient alors la relation sur $\mathbf{M}_i(\Omega)$:

$$\mathbf{M}_i(\Omega) = \mathbf{M}_i^{(0)}(\Omega_0) + \Omega_1 \mathbf{M}_i^{(1)}(\Omega_0) \quad (\text{A.21})$$

On peut ensuite écrire le développement des matrices \mathbf{P}_i :

$$\mathbf{P}_i(\Omega) = \mathbf{P}_i^{(0)}(\Omega_0) + \Omega_1 \mathbf{P}_i^{(1)}(\Omega_0) \quad (\text{A.22})$$

avec :

$$\mathbf{P}_i^{(1)} = (\mathbf{M}_{i+1}^{(0)})^{-1} \left[\mathbf{M}_i^{(1)} - \mathbf{M}_{i+1}^{(1)} (\mathbf{M}_{i+1}^{(0)})^{-1} \mathbf{M}_i^{(0)} \right] \quad (\text{A.23})$$

Enfin on peut développer la matrice Π de la même façon. Le terme d'ordre 1 est alors défini par l'expression suivante :

$$\Pi^{(1)} = \sum_{k=1}^{N-1} \left(\prod_{i=1}^{k-1} \mathbf{P}_i^{(0)} \right) \mathbf{P}_k^{(1)} \left(\prod_{i=k+1}^{N-1} \mathbf{P}_i^{(0)} \right) \quad (\text{A.24})$$

On cherche enfin à développer le déterminant 2x2 de l'équation (A.19) au premier ordre :

$$\begin{aligned} \begin{vmatrix} \Pi_{[13]} & \Pi_{[14]} \\ \Pi_{[23]} & \Pi_{[24]} \end{vmatrix} (q, \Omega) &= \begin{vmatrix} \Pi_{[13]}^{(0)} & \Pi_{[14]}^{(0)} \\ \Pi_{[23]}^{(0)} & \Pi_{[24]}^{(0)} \end{vmatrix} \\ &+ \Omega_1 \left(\Pi_{[13]}^{(0)} \Pi_{[24]}^{(1)} + \Pi_{[13]}^{(1)} \Pi_{[24]}^{(0)} - \Pi_{[23]}^{(0)} \Pi_{[14]}^{(1)} - \Pi_{[23]}^{(1)} \Pi_{[14]}^{(0)} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.25})$$

Ce déterminant doit être nul si Ω est solution. On déduit alors Ω_1 de l'équation (A.25). La fréquence Brillouin de ce mode est alors donnée par la partie réelle de Ω :

$$\nu_B = \frac{1}{2\pi} \Re(\Omega) = \frac{1}{2\pi} (\Omega_0 + \Re(\Omega_1)) \quad (\text{A.26})$$

La partie complexe de la fréquence obtenue s'ajoute à la l'atténuation des phonons. Leur nouveau temps de vie devient $1/\Gamma'$:

$$\Gamma' = \Gamma + \Im(\Omega_1) \quad (\text{A.27})$$

Le temps de vie des phonons est habituellement très peu affecté par les pertes de guidage dans les fibres classiques car la partie imaginaire de Ω est faible. De plus, comme nous l'avons montré dans [4], l'erreur de fréquence commise par l'approximation du chapitre II est faible (quelques MHz pour les fibres étudiées).

Bibliographie

- [1] R. A. Waldron. Some problems in the theory of guided microsonic waves. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 17(11) :893–904, 1969.
 - [2] R. N. Thurston. Elastic waves in rods and optical fibers. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 89(4B) :1901–1901, 1991.
 - [3] A. Safaai-Jazi, Cheng-Kuei Jen, and G. W. Farnell. Analysis of weakly guiding fiber acoustic waveguide. *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelectr., Freq. Control*, 33(1) :59–68, 1986.
 - [4] V. Lanticq, S. Fortier, Y. Jaouen, R. Gabet, S. Delepine-Lesoille, and J.L. Auguste. Spontaneous brillouin scattering modelling and measurement in various axisymmetric optical fibres. In *Proc. ECOC 2007, Berlin, Germany, 2007*.
-

Liste des publications

- [1] S. Delepine-Lesoille, V. Lanticq, P. Magnien, L. Dieleman, G. Vincelas, and E. Bourgeois. B-otdr and ofdr distributed optical fiber strain sensing for sinkhole detection. In *Proc. 19th International Conference on Optical Fiber Sensors OFS19*, 2008.
 - [2] V. Lanticq, E. Bourgeois, P. Magnien, L. Dieleman, G. Vincelas, A. Sang, and S. Delepine-Lesoille. Soil-embedded optical fiber sensing cable interrogated by brillouin optical time-domain reflectometry (b-otdr) and optical frequency-domain reflectometry (ofdr) for embedded cavity detection and sinkhole warning system. *Measurement Science and Technology*, 20(3) :034018 (10pp), 2009.
 - [3] V. Lanticq, S. Fortier, Y. Jaouen, R. Gabet, S. Delepine-Lesoille, and J.L. Auguste. Spontaneous brillouin scattering modelling and measurement in various axisymmetric optical fibres. In *Proc. ECOC 2007, Berlin, Germany*, 2007.
 - [4] Vincent Lanticq, Shifeng Jiang, Renaud Gabet, Yves Jaouën, Frédéric Taillade, Gautier Moreau, and Govind P. Agrawal. Self-referenced and single-ended method to measure brillouin gain in monomode optical fibers. *Opt. Lett.*, 34(7) :1018–1020, 2009.
 - [5] V. Lanticq, S. Jiang, R. Gabet, Y. Jaouen, S. Delepine-Lesoille, and J.-M. Henault. Self-referenced method to measure brillouin gain coefficient in optical fibers. In *Proc. 34th European Conference on Optical Communication ECOC 2008*, pages 1–2, 21–25 Sept. 2008.
 - [6] V. Lanticq, E. Merliot, and S. Delepine-Lesoille. Brillouin distributed sensor embedded into concrete : Sensor design and experimental validation. In *Proc. 18th International conference on optical fiber sensors -OFS18*, Oct. 2006.
 - [7] V. Lanticq, M. Quiertant, E. Merliot, and S. Delepine-Lesoille. Brillouin sensing cable : Design and experimental validation. *IEEE Sensors J.*, 8(7) :1194–1201, July 2008.
-

Table des Abréviations

OTDR	Optical Time Domain Reflectometer
OFDR	Optical Frequency Domain Reflectometer
IFP	Interféromètre de Fabry-Pérot
FM	Modulation de fréquence
R-OTDR	Raman Optical Time Domain Reflectometer
B-OTDR	Brillouin Optical Time Domain Reflectometer
B-OTDA	Brillouin Optical Time Domain Analyser
B-OFDA	Brillouin Optical Frequency Domain Analyser
B-OCDA	Brillouin Optical Correlation Domain Analyser
DSP	Distribution spectrale de puissance
OL	Oscillateur local
LASER	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
PT100	Sonde de température RTD en platine avec une résistance de 100 Ω à 0 °C
RTD	Resistance Temperature Detector
LVDT	Linear Variable Differential Transformer
CCV	Capteur à corde vibrante
CFO	Capteur à fibre optique
PC	Contrôleur de polarisation
DBS	Diffusion Brillouin stimulée
FFT	Transformée de Fourier rapide
RF	Radio-fréquences
IF	Fréquence intermédiaire
VBW	Video Bandwidth
RBW	Resolution Bandwidth
SMF	Single Mode Fiber
LEAF	Large Effective Area Fiber

Nomenclature

$(\Delta X)_{max}$	Étendue de mesure par rapport au mesurande X
$\langle X \rangle$	Valeur moyenne de X
\bar{n}	Nombre moyen de phonons spontanés
β	Constante de propagation optique
β_{ac}	Constante de propagation d'onde acoustique
χ_n	Constante de propagation optique radiale de la $n^{\text{ème}}$ couche de la fibre
δX	Seuil de discrimination de la mesurande X
δz	Résolution spatiale d'un système de mesure répartie
ϵ	Déformation (ou étirement, élongation)
ϵ_0	Permittivité diélectrique du vide
η	Efficacité de couplage
E_i	Fonction exponentielle intégrale
Γ	Coefficient d'atténuation des ondes acoustiques
κ	Coefficient de Poisson
Λ	Pas d'un réseau
λ	1 ^{er} coefficient de Lamé
λ_0	Longueur d'onde optique
λ_B	Longueur d'onde de Bragg
$\langle X \rangle$	Intégrale de X sur la section
$\mathcal{N}_{\vec{x}}$	Densité de nombre de photons suivant l'état de polarisation \vec{s}
μ	2 ^{ème} coefficient de Lamé
μ_0	Permittivité magnétique du vide
ν	Fréquence optique
ν_A	Fréquence acoustique (phonons)
ν_B	Fréquence Brillouin, ou décalage Brillouin

ν_m	Fréquence du m ^{ème} mode acoustique L_{0m}
Ω	Pulsation d'onde acoustique
ω	Pulsation d'onde optique
ρ	Densité volumique
ρ_0	Densité volumique moyenne
ρ_m	Enveloppe longitudinale du mode m de l'onde de densité
σ	Contrainte mécanique
B	Vecteur champ magnétique
D	Vecteur densité de déplacement électrique
E	Vecteur champ électrique
\mathbf{e}_p	Vecteur unitaire de l'espace traduisant l'orientation du champ électrique de l'onde pompe
P_{NL}	Vecteur polarisation électronique non-linéaire
\tilde{f}	Fonction stochastique d'émission de phonons spontanés
\vec{k}	Vecteur d'onde optique
\vec{p}	Vecteur unitaire état de polarisation de l'onde pompe
\vec{q}	Vecteur d'onde acoustique
\vec{s}	Vecteur unitaire état de polarisation de l'onde sonde (Stokes ou anti-Stokes)
$\xi(r)$	Profil radial d'enveloppe acoustique
A_{eff}	Aire effective optique d'une fibre optique monomode
A_m^{ao}	Aire effective de couplage acousto-optique
B	Biréfringence
c	Vitesse de la lumière
$C(\nu)$	Spectre d'efficacité Brillouin
C_X	Coefficient de dépendance linéaire de la fréquence Brillouin avec la mesurande X
C_B	Efficacité Brillouin
E	Module d'élasticité, ou module d'Young
$E_{P/S}$	Enveloppe du champ électrique de l'onde pompe ou sonde
$F(r)$	Profil radial d'enveloppe optique
g_B	Gain Brillouin
I	Intensité optique
$i(t)$	Courant d'un photodétecteur

I_n, K_n	Fonctions de Bessel de deuxième espèce d'ordre n
J_n, Y_n	Fonctions de Bessel de première espèce d'ordre n
L_B	Longueur de battement
l_n	Constante de propagation acoustique radiale dans la $n^{\text{ème}}$ couche de la fibre
L_{eff}	Longueur effective d'une fibre optique monomode
L_{max}	Excursion d'un système de mesure répartie
N	Densité de photon
n	Indice optique
n_c	Indice du cœur d'une fibre optique
n_G	Indice de groupe
n_g	Indice de la gaine d'une fibre optique
n_{eff}	Indice effectif optique
P	Puissance optique
p_{ij}	Forme générale du tenseur élasto-optique
r	Paramètre radial en coordonnées cylindriques
$S(\nu)$	Paramètre sans dimension traduisant l'amplification Brillouin : $S(\nu) = C(\nu)P_0L_{eff}$
T	Température
t	Temps
T_B	Temps Brillouin, ou temps de vie des phonons
T_p	Durée de l'impulsion optique
$u(X)$	Incertitude sur le mesurande X
u_i	Déplacement suivant l'axe i
V_A	Vitesse des ondes acoustiques dans un milieu
V_D	Vitesse de dilatation/compression des ondes acoustiques
V_m	Vitesse de phase du $m^{\text{ème}}$ mode acoustique
V_S	Vitesse de cisaillement des ondes acoustiques
Y	Rapport logarithmique Stokes/anti-Stokes par unité de longueur
z	Paramètre longitudinal en coordonnées cylindriques
