HAL
open science

Etude d'un spéctromètre intégré SWIFTS pour réaliser des capteurs optiques fibrés pour les sciences de l'observation

Mikhael De Mengin Fondragon

To cite this version:

Mikhael De Mengin Fondragon. Etude d'un spéctromètre intégré SWIFTS pour réaliser des capteurs optiques fibrés pour les sciences de l'observation. Optique / photonique. Université de Grenoble, 2014. Français. NNT : 2014GRENT085 . tel-01227378

HAL Id: tel-01227378

https://theses.hal.science/tel-01227378v1

Submitted on 10 Nov 2015

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

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

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Optique et Radiofréquences**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Mikhael de Mengin Fondragon

Thèse dirigée par **Etienne le COARER** et
codirigée par **Guillermo MARTIN**

préparée au sein de l'**Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG)**
dans **l'École Doctorale Electronique, Electrotechnique, Automatique, Traitement du Signal (EEATS)**

Étude d'un spectromètre intégré SWIFTS pour réaliser des capteurs optiques fibrés pour les sciences de l'observation

Thèse soutenue publiquement le **18 novembre 2014**,
devant le jury composé de :

M. Pierre BENECH
Professeur des universités à Grenoble-INP PHELMA, Examinateur
M. Olivier COUTANT
Physicien CNAP à ISTerre-Grenoble, Examinateur
M. Luc FROEHLY
Chercheur CNRS à FEMTO-ST Besançon, Examinateur
M. Romain G. PETROV
Directeur de recherche à l'université de Nice-Sophia Antipolis, Rapporteur
M. Pierre FERDINAND
Directeur de recherche au CEA-Saclay, Rapporteur
M. Etienne le COARER
Ingénieur de recherche à l'IPAG, Directeur de thèse

Invités :
M. Philippe JOUSSET
Chercheur à GFZ Helmholtz Centre Potsdam
M. Yves-Laurent BECK
Chargé d'affaires à EDF-DTG à Grenoble

Université Joseph Fourier / Université Pierre Mendès France / Université Stendhal / Université de Savoie / Grenoble INP

Remerciements

En premier lieu, je voudrais remercier Romain Petrov et Pierre Ferdinand pour avoir accepté de juger mes travaux de recherche et rapporter cette thèse. Je les remercie aussi d'avoir participé à mon jury de soutenance. Je tiens également à remercier Pierre Benech, l'un des initiateurs du projet SWIFTS, pour avoir accepté de présider ce jury. Je remercie pareillement les autres membres de ce jury pluridisciplinaire qui m'ont poussé à m'interroger sur chacun des points spécifiques de cette thèse, par exemple Luc Froehly pour l'aspect spectrométrie de Fourier, Olivier Coutant et Philippe Jousset sur la recherche en géophysique et Yves-Laurent Beck sur les questions de capteurs et de surveillance de structure pour l'industrie et le génie civil. Leurs remarques judicieuses et pointilleuses ont permis d'améliorer le mémoire final.

Je voudrais bien sûr remercier très chaleureusement Etienne Le Coarer qui m'a encadré pendant ces trois années de thèse. Sans son soutien et ses connaissances cette thèse ne serait pas ce qu'elle est. La porte d'à côté était toujours ouverte pour discuter et chaque matin je savais qu'il aurait une nouvelle idée révolutionnaire à présenter sur son tableau blanc. Lui et Guillermo Martin ont cru en mes capacités à mener cette thèse jusqu'au bout. Guillermo, dont la relecture et le soutien ont été aussi essentiel. Je le remercie de sa pédagogie et d'avoir toujours été là pour m'accompagner. Je remercie aussi Olivier Coutant qui est devenu mon encadrant sur les projets « géophysique ». Avec lui et Etienne, nous avons cassé, creusé et poncé la roche de Rustrel et cela restera comme un très bon souvenir de cette thèse.

Comment ne pas remercier Fabrice Thomas, mon co-bureau, qui a toujours essayé de m'aider à résoudre du mieux possible les multiples interrogations que j'ai eues au cours de cette thèse. Sans les discussions que nous avons eues ensemble j'aurai mis trois fois plus de temps pour comprendre chacun des problèmes de la technologie SWIFTS. Il a la pédagogie d'un bon enseignant et j'ai pu apprécier sa disponibilité malgré le rush des commandes de Resolution Spectra System. Enfin, encore merci à lui pour sa relecture orthographique pointue.

Je remercie aussi chacune des personnes que j'ai eu le plaisir de côtoyer au cours de mes différents projets. Samuel Heidmann qui m'a encadré pendant mon stage de master sur SWIFTS en moyen-infrarouge. Frédéric Dufour, Antoine Tixier, Mohamad Ezzedine El Dandachy et Véronique Mary qui m'ont apporté chacun différentes expertises sur les phénomènes de déformations dans les structures en béton. Ce fut un plaisir de travailler avec eux sur ces projets plus « salissants ».

Je tiens également à remercier fortement Alain Delboulbé, Thibaut Moulin et Laurent Jocou pour leur aide à la réalisation de composants en optique fibrée ainsi que pour m'avoir montré comment utiliser les outils propres aux fibres optiques. Je souhaite aussi remercier Noël Ventura, Yves Magnard et Eric Stadler pour leur aide à la réalisation de nombreux composants mécaniques et Didier Maurel, Alain Roux et Sylvain Rochat pour leur aide à la confection de petits mais nombreux éléments électroniques nécessaires à mes expériences. J'en profite pour remercier le comité des thèses de l'IPAG et tous les membres de l'IPAG qui font qu'il est particulièrement agréable de travailler dans cet environnement. Vive le CRI.

Je salue mes compagnons thésards, en particulier ceux de troisième année qui ont vécu au même rythme que moi pendant la fin de leurs thèses respectives. Julien Rameau, Florian Gallet et Romane Legal ont toujours permis que les « tea-time » des derniers mois soient détendant et aèrent l'esprit.

Enfin je terminerai par ma petite famille qui m'a toujours soutenu. Mes parents ont été des soutiens sans failles au cours de ma scolarité et ils seront heureux de voir cette belle conclusion après certains passages plus chaotiques. J'adresse également un remerciement à tous mes amis, Chloë et mon équipe de basket qui ont aussi eu un grand rôle pour me soutenir et me permettre de me distraire du quotidien du laboratoire. Merci à tous.

Table des matières

Table des matières……..……iv

Liste des figures……...……viii

Liste des tables……...……xi

Liste des acronymes…….……xii

Chapitre 1

Introduction générale sur les capteurs

1.1 Phénomènes physiques à mesurer 3

1.1.1 Déformation et température 4

1.1.2 Les capteurs 6

1.2 Les capteurs optiques 7

1.2.1 La longueur d'onde 7

1.2.2 Les capteurs par fibre optique 8

1.2.3 Capteurs répartis et capteurs ponctuels 9

1.3 Les fibres à réseaux de Bragg 10

1.3.1 Les réseaux de Bragg 10

1.3.2 Les interrogateurs de fibre de Bragg 11

1.4 Objectifs de la thèse 12

Chapitre 2

Stationary-Wave Integrated Fourier-Transform Spectrometer (SWIFTS)

2.1 Le phénomène d'interférences à deux ondes 14

2.2 Présentation de SWIFTS 16

2.2.1 Principe de SWIFTS 16

2.2.2 La technologie de SWIFTS 17

2.3 Principe d'un spectromètre à transformée de Fourier 18

2.3.1 Interférogramme dans SWIFTS 19

2.3.2 De la transformée de Fourier à l'interférogramme de SWIFTS 21

2.3.2.1 Notion de transformée de Fourier 21

2.3.2.2 La densité spectrale 22

2.3.2.3 Théorème de Wiener-Khintchine 22

2.3.3 Spectre et interférogramme 24

2.4 Spectrométrie de Fourier appliquée aux réseaux de Bragg 26

2.4.1 L'autocorrélation pour un réseau de Bragg simple 26

2.4.2 L'autocorrélation pour une cavité Fabry-Perot à réseaux de Bragg 29

2.4.3 L'utilisation d'un SWIFTS Gabor pour l'étude de FBG 32
2.4.4 Echantillonnage 35
2.5 Bilan et comparaison de la technologie SWIFTS aux autres spectromètres 37
2.5.1 La résolution spectrale 37
2.5.2 Différentes versions de spectromètre utilisant la technologie SWIFTS 38
2.5.3 Différents interrogateurs 40
2.5.3.1 L'interrogation par un laser fibré accordable (Micron Optics) 41
2.5.3.2 L'interrogation par un spectromètre à réseau de diffraction (Ocean Optics) 42
2.5.4 SWIFTS visible, radio et moyen-infrarouge 43
2.6 Conclusion sur les applications possibles de SWIFTS 43
Chapitre 3
Caractérisation de réseaux de Bragg par SWIFTS
3.1 L'indice de réfraction optique 47
3.2 La fibre optique 48
3.2.1 Paramètres caractéristiques des fibres optiques 48
3.2.2 Théorie du guidage 50
3.2.2.1 Théorie des rayons 50
3.2.2.2 Théorie électromagnétique 50
3.2.3 Avantages et inconvénients des fibres optiques 51
3.3 Les réseaux de Bragg 54
3.3.1 Fabrication et principe d'utilisation des réseaux de Bragg 54
3.3.2 Quelques réseaux de Bragg particuliers 57
3.3.3 Théorie des modes couplés pour les FBGs 59
3.4 L'interrogation des FBGs avec SWIFTS 61
3.4.1 L'interrogation par le spectre 61
3.4.2 L'interférogramme contient potentiellement plus d'information que le spectre 63
3.4.3 SWIFTS pour interroger des FBGs spécifiques 64
3.4.3.1 Réseau de Bragg simple court et long 64
3.4.3.2 Réseau de Bragg à saut de phase (PSFBG) 67
3.4.3.3 Cavité Fabry-Perot à réseaux de Bragg (GFPC) 70
3.4.4 Choix du réseau en fonction du bruit et de la sensibilité de la mesure 72
3.5 Simulation 74
3.5.1 Réseau de Bragg simple 77
3.5.2 Réseau de Bragg à saut de phase 78
3.5.3 Cavité Fabry-Perot à réseaux de Bragg 79
3.6 Paramètres spécifiques pour une expérience avec un GFPC 80
3.6.1 Réflectivité 80

3.6.2 Longueur de la cavité 82
3.6.3 Longueur des réseaux de Bragg définissant la cavité 84
3.6.4 Fréquence du paquet d'onde 85
3.6.5 Sensibilités croisées à la température et à la déformation 87
3.6.6 Décorrélation entre température et déformation 88
3.6.6.1 Décorrélation par des diamètres différents 88
3.6.6.2 Elimination de la variation de température : la fibre athermale 91
3.7 Conclusion 93
Chapitre 4
Mesure d'une déformation par FBG interrogé par SWIFTS pour des applications de surveillance de structures en béton
4.1 Les capteurs de surveillance d'ouvrage de génie civil utilisés aujourd'hui dans le béton 96
4.1.1 Les capteurs de déformation 96
4.1.2 La corrélation d'image 98
4.2 Installation du banc d'essai des capteurs de Bragg 99
4.2.1 Les capteurs installés 100
4.2.2 Réponse globale, fissuration et modèle numérique 103
4.3 Mesurer le millistrain : résultats expérimentaux de la comparaison de capteurs de Bragg. 105
4.3.1 Mesure d'une variation de température 105
4.3.2 Comparaison des capteurs au centre de la poutre 110
4.3.3 Perspectives et conclusions 115
4.4 Mesurer le microstrain : mesure de micro-déformation dans le béton 116
4.4.1 Analyse théorique prévisionnelle 116
4.4.2 Coulage de la poutre et installation du banc d'essai 118
4.4.3 Résultats 120
4.4.4 Conclusion 121
4.5 Mesurer cent nanostrains : mesure sur une éprouvette en Delrin 122
4.5.1 Choix du matériau et installation de la fibre 122
4.5.2 100 nanostrains mesurés par un démonstrateur en Delrin 123
4.6 Conclusion 126
Chapitre 5
Mesurer le nanostrain : mesure de déformation par FBG interrogé par SWIFTS pour des applications géophysiques
5.1 La mesure de déformation en géophysique 130
5.1.1 La mesure de déformation en volcanologie : Etude des trémors 130
5.1.2 La mesure de déformation en sismologie : Etudes des séismes lents 132
5.2 Une instrumentation adaptée à la géophysique 135

5.3 Détecter une déformation cyclique permanente : la mesure de la marée terrestre 137
5.4 Les difficultés d'une expérimentation en géophysique : l'installation du dispositif expérimental au LSBB 140
5.4.1 Couplage entre la fibre et la roche 140
5.4.2 Maintien de la fibre sous contrainte 141
5.4.3 Décorrélation entre la température et la déformation 142
5.4.4 SWIFTS 144
5.5 Traitement des signaux et résultats 144
5.5.1 Onde de Morlet 146
5.5.2 Interspectre 147
5.5.3 L'intercorrélation 148
5.5.4 Validation de la méthode de l'interspectre sur une déformation contrôlée par un actuateur piézoélectrique 149
5.5.5 Une estimation de la marée terrestre 152
5.5.6 Mesure d'un phénomène géophysique 157
5.6 Limites et perspectives 159
5.6.1 Limites en relation avec l'installation 159
5.6.2 Perspectives instrumentales 159
5.7 Conclusion 162
Chapitre 6
SWIFTS en moyen-infrarouge
6.1 Applications en astrophysique 164
6.2 Dispositif expérimental d'un SWIFTS moyen-infrarouge 165
6.3 Balayage électro-optique du SWIFTS moyen-infrarouge 166
6.3.1 Balayage électro-optique simple 167
6.3.2 Balayage électro-optique complexe en configuration Mach-Zehnder 169
6.3.3 Echantillonnage par des sillons 170
6.4 Conclusion sur SWIFTS en moyen-infrarouge 173
Chapitre 7
Conclusion générale
7.1 Conclusions 175
7.2 Limites 177
7.3 Perspectives 178
Annexe A 181
Annexe B 197

Liste des figures

FIG. 1 : Application d'une force pour réaliser une déformation. 4
FIG. 2 : Force en fonction de la déformation. Comportement élastique et plastique. 5
FIG. 3 : Eprouvette de déformation (ou de traction) à section circulaire. 5
FIG. 4 : Spectre électromagnétique contenant le spectre visible. 7
FIG. 5 : Principe de fonctionnement d'un capteur à fibre optique (a) passif et (b) actif. 8
FIG. 6 : Représentation des réseaux de Bragg physiques inscrits dans une fibre optique. 10
FIG. 7 : Interféromètre de Michelson en configuration lame d'air. 14
FIG. 8 : Principe du spectromètre SWIFTS décrit par le Coarer *et al.*. 17
FIG. 9 : Structures des nanoplots d'or de SWIFTS. 18
FIG. 10 : Simulation d'une raie en émission et interférogramme associé. 19
FIG. 11 : Représentation d'une onde lumineuse sous sa « forme d'onde ». 21
FIG. 12 : Autocorrélation d'une fonction porte de largeur T. 23
FIG. 13 : Lien entre autocorrélation et Spectre pour une fonction porte de largeur T. 25
FIG. 14 : Principe de l'autocorrélation dans SWIFTS. 26
FIG. 15 : Principe illustrant le fonctionnement de la mesure de l'autocorrélation d'un réseau de Bragg simple par le spectromètre SWIFTS. 27
FIG. 16 : Spectre théorique non-apodisé réfléchi par un réseau de Bragg simple. 28
FIG. 17 : Schéma de principe de la cavité Fabry-Perot. 29
FIG. 18 : Principe de la mesure de l'autocorrélation d'une cavité Fabry-Perot à réseaux de Bragg. 30
FIG. 19 : Spectre théorique non-apodisé réfléchi par une cavité Fabry-Perot. 31
FIG. 20 : Principe de la mesure de l'autocorrélation d'un réseau de Bragg à pas variable. 32
FIG. 21 : Expérience permettant de reconstruire précisément le profil d'un réseau de Bragg en utilisant un SWIFTS Gabor. 33
FIG. 22 : Principe respectif simplifié de la réflectométrie. 34
FIG. 23 : Exemple d'échantillonnage avec une fréquence d'échantillonnage mal définie. 35
FIG. 24 : Echantillonnage de l'interférogramme. 36
FIG. 25 : Principe général pour l'interrogation de capteur par fibre de Bragg. 40
FIG. 26 : Schéma de la structure d'une fibre optique classique. 48
FIG. 27 : Section transverse d'une fibre optique et profil d'indice. 48
FIG. 28 : Les différents types de fibres optiques. 49
FIG. 29 : Propagation des rayons dans une fibre optique multimode 50
FIG. 30 : Atténuation de la lumière dans une fibre optique en Silice. 53
FIG. 31 : Technique d'inscription UV des réseaux de Bragg classiques. 54
FIG. 32 : Principe de base des réseaux de Bragg. 56
FIG. 33 : Principe de la compression et de la dilatation sur une fibre de Bragg. 56
FIG. 34 : Représentation schématique de la modulation d'un réseau de Bragg simple. 57
FIG. 35 : Réflectivité R d'un réseau de Bragg. 58
FIG. 36 : Géométrie du transfert d'énergie entre les modes allers et retours dans un réseau de Bragg 60
FIG. 37 : Spectre résolu d'une fibre à 2 réseaux de Bragg. 61
FIG. 38 : Variation continue de la longueur d'onde en fonction de la température. 62

FIG. 39 : Spectre réfléchi par un FBG simple court et interférogramme associé 65
FIG. 40 : Spectre réfléchi par un FBG simple court et interférogramme associé. La résolution utilisée ici correspond à 10 %. 66
FIG. 41 : Spectre réfléchi par un FBG simple long et interférogramme associé. 67
FIG. 42 : Spectre réfléchi par un PSFBG de saut de phase et interférogramme associé. 68
FIG. 43 : Explication de la forme de l'interférogramme pour un réseau de Bragg à saut de phase de π. 69
FIG. 44 : Spectre réfléchi par un GFPC et interférogramme associé. 71
FIG. 45 : Profil d'indice d'une fibre contenant un GFPC. 75
FIG. 46 : Spectre et interférogramme simulés pour un réseau de Bragg simple. 77
FIG. 47 : Profil d'indice d'une fibre contenant un saut de phase de π 78
FIG. 48 : Spectre avec un contraste de 100 % et spectre avec un contraste moins bon. 78
FIG. 49 : Spectre et interférogramme simulés par méthode matricielle pour un GFPC.. 79
FIG. 50 : Schéma de principe permettant de calculer la réflectivité maximisant la puissance réfléchie. 81
FIG. 51 : Interférogramme et spectre simulés par méthode matricielle en ne gardant que les deux premiers paquets. 82
FIG. 52 : Spectre d'un GFPC avec une longueur de cavité de 500 et 800 périodes. 83
FIG. 53 : Photo et dimensions d'un extensomètre à corde vibrante C-110 97
FIG. 54 : Corrélation d'image 99
FIG. 55 : Poutre aux dimensions 100
FIG. 56 : Position des différents capteurs sur les deux poutres coulées. 101
FIG. 57 : Capteur E_0 avec une fibre IXFIBER protégée par une gaine thermique.. 102
FIG. 58 : Capteurs M_0 et M_5 collés en surface 103
FIG. 59 : Courbe Force-Déplacement des deux poutres expérimentales. 104
FIG. 60 : Profils de fissuration réels des poutres 1 et 2 105
FIG. 61 : Cycles thermiques théoriques et mesurés par une PT1000 sur une durée de 5h. ... 106
FIG. 62 : Réponse en température des deux réseaux du capteur E_1. 107
FIG. 63 : GFPC mesurant le cycle de température. 107
FIG. 64 : Mesure de température réalisée par l'association FBGs-SWIFTS et comparée à un thermomètre de résolution 0,05 °C.. 108
FIG. 65 : Influence de la température. 109
FIG. 66 : Déplacement longitudinal de l'ensemble des capteurs au cours de l'essai 111
FIG. 67 : Déformation mesurée au cours du temps par les différents capteurs placés au centre de la poutre 112
FIG. 68 : Déplacement longitudinal mesuré par les capteurs E_2 et C-110. 113
FIG. 69 : Déplacement longitudinal mesuré par le capteur M_0. 114
FIG. 70 : Coffrage des poutres pour l'expérience de microdéformation. 116
FIG. 71 : Fibre placée à h/3. 118
FIG. 72 : Maintien manuel de la fibre sous tension lors du coulage. 119
FIG. 73 : Poutre en essai sur la poutre en flexion 3 points. 120
FIG. 74 : Déformation mesurée par l'association FBGs-SWIFTS. 120
FIG. 75 : Différentes éprouvettes réalisées en PC, PVC et Delarin. 122
FIG. 76 : GFPC installé dans une éprouvette en Delrin. 123
FIG. 77 : Mesure réalisée avec des poids de 291 g et 67 g.. 124

FIG. 78 : Mesure par SWIFTS de l'éprouvette mise en contrainte par différents poids. 125
FIG. 79 : Résidu de déformation seule..... 125
FIG. 80 : Déformations provoquées par l'éruption du volcan de la Soufrière en Guadeloupe en 2004.. 131
FIG. 81 : Meso-American Subduction Experiment (MASE) montrant un SSE au Mexique. 133
FIG. 82 : Déformations enregistrées sur un glissement lent à Taiwan par Liu *et al.*..... 134
FIG. 83 : Positionnement des instruments selon les gammes de temps et de déformations. . 135
FIG. 84 : Densité spectrale de puissance des deux prototypes américains. 136
FIG. 85 : Marées en mai 1980 montrant quatre types de marées..... 138
FIG. 86 : Prédominance du type de marée sur le globe terrestre. 139
FIG. 87 : Marées théoriques prévues à Rustrel par le logiciel GOTIC2. 139
FIG. 88 : Installation de la première version des tiges de silice..... 141
FIG. 89 : Installation de la seconde version des tiges de Silice. 142
FIG. 90 : Installation finale de la fibre dans les tiges de Silice..... 143
FIG. 91 : Simulation représentant l'augmentation de la distance au miroir. 145
FIG. 92 : Paquet d'onde réel et exemple d'ondelette de Morlet 146
FIG. 93 : Module et phase dans un calcul d'interspectre. 148
FIG. 94 : Chaîne du montage et tension appliquée sur l'actuateur piézoélectrique..... 149
FIG. 95 : Expérience de laboratoire avec actuateur piézoélectrique..... 149
FIG. 96 : Dent de scie des tensions appliquées au capteur piézoélectrique. 150
FIG. 97 : Déformation par actuateur piézoélectrique et variation de température..... 151
FIG. 98 : Résidu mesuré..... 152
FIG. 99 : Interférogrammes réels. 153
FIG. 100 : Interférogramme du paquet mesurant la température et la déformation au cours du temps et Interférogramme de déformation uniquement. 154
FIG. 101 : Transformée de Fourier du signal brut sur 50 jours. 155
FIG. 102 : Comparaison entre le signal mesuré et filtré avec le signal théorique GOTIC2. . 156
FIG. 103 : Comparaison entre les DSP mesurées par le GFPC + SWIFTS à Rustrel avec celle du prototype TOFS américain. 156
FIG. 104 : Enregistrement du séisme de magnitude 8,2 du 1er avril au Chili. 158
FIG. 105 : Réplique de magnitude 7,6 mesurée à Rustrel..... 158
FIG. 106 : Schéma de principe d'un montage Michelson en fibre de Bragg 159
FIG. 107 : Densité spectrale de puissance de notre mesure 160
FIG. 108 : Dispositif bi-axial en silice 161
FIG. 109 : Dessin Solidworks représentant un support de capteur de déformation 6 axes.... 161
FIG. 110 : Bande de transmission de l'atmosphère en proche et moyen infrarouge 164
FIG. 111 : Flux de l'étoile et flux de la planète. 165
FIG. 112 : Banc optique sous SolidWorks. 166
FIG. 113 : Echantillonnage d'un guide droit monomode à 3,39 µm. 166
FIG. 114 : Schéma du SWIFTS Lippmann moyen-infrarouge. 167
FIG. 115 : Interférogramme sous-échantillonné en fonction de la position le long du guide.168
FIG. 116 : Schéma du SWIFTS électro-optiquement actif. 169
FIG. 117 : Signal théorique obtenu dans les derniers 200 µm d'un guide droit SWIFTS de 25 mm de longueur. 169
FIG. 118 : Bilan du rayonnement en pourcentage de la puissance totale. 171

FIG. 119 : Puissance rayonnée ver le superstrat et vers le substrat selon l'angle d'émission. 171
FIG. 120 : image d'un sillon. 172
FIG. 121 : Image de l'onde stationnaire échantillonnée dans un guide à 3,39 µm et profil d'intensité longitudinal. 172
FIG. 122 : Interférogramme (a) et Spectre (b) mesuré à l'aide du logiciel Spectra Resolver sur un WIDE Spectra pour une fibre de Bragg avec 8 réseaux en série. ……179
FIG. 123 : Six WIDE Spectra en parallèles avec un échantillonnage réparti et une entrée laser HeNe 180

Liste des tables

Table 1 : Multiples de déformation utilisés dans cette thèse. 6

Table 2 : Représentation de sources lumineuse sous forme d'onde. 20

Table 3 : Caractéristiques du spectromètre : résolution, largeur de bande, multiplexage, fréquence de mesure, dimensions et coûts pour le ZOOM, MICRO et WIDE Spectra. 39

Table 4 : Caractéristiques des interrogateurs Micron Optics. 41

Table 5 : Caractéristiques des interrogateurs Ocean Optics. 42

Table 6 : Caractéristiques permettant de calculer le SNR avec un ZOOM Spectra. La précision attendue est aussi donnée en fonction de celle d'un réseau de Bragg simple long. 73

Table 7 : Coefficient d'expansion thermique, coefficient thermo-optique et constante thermo-optique calculés pour un indice de réfraction donné à la longueur d'onde 850 nm. 92

Table 8 : Les capteurs de la poutre 1. 101

Table 9 : Les capteurs de la poutre 2. 102

Table 10 : Caractéristiques de la chambre d'essai climatique BINDER 105

Table 11 : Module d'Young des différents matériaux envisagés pour la construction de l'éprouvette et module d'Young de la fibre de Bragg. 122

Table 12 : Table de conversion entre la déformation souhaitée, la force à appliquer ou la masse à poser sur l'éprouvette 123

Table 13 : Composantes de la marée dont les amplitudes sont les plus fortes. 137

Table 14 : Type de marée prédominante en fonction du rapport de forme F. 138

Liste des acronymes

3SR : Laboratoire Sols, Solides, Structure – Risques.

CCD : *Charge-Coupled Device*, capteur photographique à transfert de charge.

CMOS : *Complementary Metal Oxide Semi-Conductor*, type de détecteurs optiques matriciel.

DFT : *Discrete Fourier Transform*, transformée de Fourier de fonctions discrètes (échantillonnées).

DIC : *Digital Image Correlation*, analyse par corrélation d'image.

DSE : Densité spectrale d'énergie.

DSP : Densité spectrale de puissance (PSD en anglais).

E : *Embedded*, capteurs coulés.

FBG : *Fiber Bragg Grating*, fibre à réseaux de Bragg.

FFT : *Fast Fourier Transform*, transformée de Fourier rapide.

FTS : *Fourier Transform spectrometer*, spectromètre à transformée de Fourier.

GFPC : *Grating Fabry-Perot Cavity*, cavité Fabry-Perot à réseaux de Bragg.

ISL : Intervalle spectral libre.

LSBB : Laboratoire Souterrain à Bas Bruit.

LVDT : *Linear Variable Differential Transformer*, capteur électrique inductif de déplacements linéaires.

M : *Mountable*, capteur montés en surface

NDFT : *Nonequispaced Discrete Fourier Transform*, transformée de Fourier de fonctions échantillonnées à pas non constants.

NVT : *Non Volcanic Tremor*, trémor non volcanique.

OBR : *Optical Backscatter Reflectometer*, Réflectomètre optique par rétrodiffusion.

OCLR : *Optical Low-Coherence Reflectometry*, réflectométrie optique à faible coherence.

OCT : *Optical Cohrence Tomography*, tomographie par cohérence optique.

OFDR : *Optical Frequency-Domain Reflectometry*, réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel.

ON : Ouverture Numérique.

OP : *Optical Path*, chemin optique.

OPD : *Optical Path Difference*, différence de chemin optique.

OSUG : Observatoire des Sciences de l'Univers de Grenoble.

OTDR : *Optical Time-Domain Reflectometry*, réflectométrie optique dans le domaine temporel.

PPS : *Pulse Per Second*, pulsation par seconde.

PRT : *Platinum Resistance Thermometers*, thermomètres à résistance de platine.

PSFBG : *Phase-Shifted Fiber Bragg Grating*, fibre à réseaux de Bragg à saut de phase.

SHM : *Structural Health Monitoring*, surveillance de structure en génie civil.

SLED : *Superluminescent Light Emitting Diode*, diode à émission de lumière superluminescente.

SNR : *Signal to Noise Ratio*, rapport signal à bruit.

SSE : *Slow Slip Events*, glissements lents.

SWIFTS : *Stationary Wave Integrated Fourier Transform Spectrometer*, spectromètre intégré à transformée de Fourier.

TE : Transverse Electrique, type de polarisation optique.

TFD : Transformée de Fourier Discrète.

TM : Transverse Magnétique, type de polarisation optique.

ZPD : *Zero Path Difference*, différence de chemin optique nulle.

Chapitre 1

Introduction générale sur les capteurs

Sommaire

1.1 Phénomènes physiques à mesurer 3
1.1.1 Déformation et température 4
1.1.2 Les capteurs 6
1.2 Les capteurs optiques 7
1.2.1 La longueur d'onde 7
1.2.2 Les capteurs par fibre optique 8
1.2.3 Capteurs répartis et capteurs ponctuels 9
1.3 Les fibres à réseaux de Bragg 10
1.3.1 Les réseaux de Bragg 10
1.3.2 Les interrogateurs de fibre de Bragg 11
1.4 Objectifs de la thèse 12

Dans la nature, la lumière est une grandeur physique que l'on cherche à observer, mesurer et quantifier pour ses propriétés propres. Mais aujourd'hui la lumière est aussi devenue un instrument de mesure permettant de quantifier les variations d'autres grandeurs physiques.

Cette thèse développe en détail la mesure par la lumière de différentes grandeurs physiques (comme la déformation). Cette thèse s'est déroulée à la suite de celle de Jérôme Ferrand réalisée à l'Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG) et portant sur la caractérisation d'un spectromètre particulier nommé SWIFTS (pour Stationary-Wave Integrated Fourier-Transform Spectrometer). Elle s'est aussi déroulée en parallèle de celle de Fabrice Thomas portant sur l'étalonnage de cet instrument. Ce contexte fait que nous nous centrerons donc sur le développement des applications de ce spectromètre et en particulier de l'utilisation de celui-ci dans le domaine des capteurs par fibre optiques. Nous nous sommes ainsi intéressés à l'application de cet instrument comme interrogateur de capteurs optiques dans deux domaines différents : celui de la mesure de déformation peu précise dans des structures en béton en génie civil et celui de la mesure de déformation très précise dans le cadre de la mesure d'événements géophysiques.

Dans ce chapitre introductif, après quelques rappels sur la notion de mesure en physique, nous présenterons la notion de capteur optique. Dans le chapitre 2, nous nous focaliserons sur un capteur optique particulier et à son association théorique avec le spectromètre en question. Après la présentation du concept de ce spectromètre, nous détaillons l'intérêt d'utiliser la technologie SWIFTS comme interrogateur de fibre de Bragg. Le chapitre 3 présentera les résultats de mesure de diverses fibres de Bragg par le spectromètre SWIFTS et permettra de réfléchir de manière plus pratique à la conception de capteurs par fibres de Bragg très sensibles à la déformation et à la température.

Nous présentons alors dans les chapitres 4 et 5 la première utilisation d'un tel spectromètre associé à des capteurs de Bragg pour mesurer des déformations dans différentes gammes allant de la millidéformation à la nanodéformation. Dans le chapitre 4, des déformations sur une petite structure en béton armé amenée jusqu'à l'état limite de fissuration permettront de qualifier différents capteurs à fibres de Bragg dans leur milieu d'usage. Dans ce chapitre, nous validerons aussi l'utilisation d'un démonstrateur sur une éprouvette en Delrain permettant des mesures jusqu'à cent nanodéformation. Dans le chapitre 5, des mesures de déformations liées au phénomène de la marrée terrestre sont présentées. Ces mesures, effectuées au Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB) de Rustrel, donnent des précisions de l'ordre de 30 nanodéformation sur une courte base de capteur et ouvrent la voie à d'autres mesures de phénomènes géophysiques pour cet instrument. Le chapitre 6 ne concerne plus l'association des fibres de Bragg avec le spectromètre SWIFTS mais permettra de présenter les derniers résultats sur la réalisation d'un spectromètre SWIFTS mesurant en infrarouge.

Ce sujet est un sujet transverse à l'Observatoire des Sciences de l'Univers de Grenoble (OSUG) et certaines des expériences pluridisciplinaires de cette thèse sont en partie financées par le LabEx (Laboratoires d'Excellence) OSUG@2020. En effet, le laboratoire ISTerre comme l'IPAG font partie de l'OSUG et c'est l'association de ces deux domaines scientifiques différents qui a donné naissance au projet de capteur par fibre optique mesuré par SWIFTS pour la mesure de déformation au cours de phénomènes géophysiques.

1.1 Phénomènes physiques à mesurer

La mesure physique est l'estimation ou la détermination d'une grandeur spécifique (longueur, capacité, temps etc…) habituellement en relation avec une unité de mesure. Le résultat de la mesure physique s'exprime en multiple (puissance de 10) de l'unité de mesure. On peut citer comme exemple typique la mesure de distance dont l'unité de mesure est le mètre (pour les pays non-anglophones) et dont les multiples sont bien connus : nanomètre, micromètre, millimètre, centimètre, kilomètre etc…

En physique, la mesure physique se définit alors comme la détermination de la valeur numérique d'une grandeur par l'interprétation du résultat d'une expérience ou d'une observation. Les conditions et les méthodes utilisées lors de cette expérience ou observation déterminent l'incertitude de la mesure. Nous verrons au chapitre 5 que l'incertitude de la mesure peut devenir un critère limitant en particulier lorsqu'on étudie un phénomène d'une très grande précision.

Surveillance de structure de génie civil

Dans cette thèse nous nous intéressons principalement à deux grandeurs physiques très importantes dans la nature : la température et la déformation. Ces deux grandeurs jouent un rôle majeur dans la surveillance de grande structure en génie civil (SHM en anglais pour Structural Health Monitoring) ce qui fera l'objet du chapitre 4.

Le risque de rupture des grands ouvrages du génie civil, notamment de production d'énergie (barrages, centrales nucléaires), est un risque industriel majeur dont les conséquences sont souvent considérables. Afin de limiter ces risques de rupture, il faut s'assurer du bon niveau de sûreté de l'ouvrage. Il faut donc suivre l'évolution au cours du temps du comportement mécanique de ces ouvrages. C'est pourquoi une mesure de la déformation sera nécessaire et ceci sur une large gamme de temps allant de temps inférieurs à la seconde (ouverture de fissure) à des temps supérieurs au mois (déformation lente d'un ouvrage).

Surveillance et compréhension de phénomènes géophysiques

La température et la déformation jouent aussi un rôle fondamental dans l'étude et la compréhension des phénomènes géophysiques qui feront l'objet du chapitre 5.

La géodésie est une branche commune aux mathématiques appliquées et aux sciences de la terre. C'est la discipline scientifique qui mesure et représente le champ gravitationnel de la terre en trois dimensions au cours du temps. Les géodésistes étudient aussi des phénomènes géodynamiques tels que les mouvements de la croûte terrestre et les marées, incluant aussi la surveillance de ces événements.

La géodynamique est un sous-domaine de la géodésie traitant des mouvements dynamiques de la terre à l'échelle globale. La géodynamique permet d'étudier la convection du manteau terrestre et son effet sur la tectonique des plaques et d'autres phénomènes géologiques comme la création de montagnes, de volcans, de séismes ou de failles. Cette discipline tente aussi de comprendre et de mesurer l'activité interne en mesurant les champs magnétiques, les champs

de gravité et les ondes sismiques. Pour ces différents phénomènes, la mesure de la déformation de la croûte terrestre avec une très grande précision est donc nécessaire. Par ailleurs, ces méthodes développées en géodynamique sont aussi appliquées à l'exploration d'autres planètes.

1.1.1 Déformation et température

La déformation

La déformation (ou strain en anglais), aussi nommé allongement relatif dans la littérature, est noté ε et on la définit par :

$$\varepsilon = \frac{\Delta L}{L_0} = \frac{L - L_0}{L_0}, \tag{1.1}$$

avec L_0 la longueur initiale de l'éprouvette mise en déformation. ε est donc sans dimension mais on l'exprime parfois en pourcentage ($100 \times \Delta L/L_0$). Le tableau Table 1 donne des exemples d'ordre de grandeur de déformation.

Sous l'effet d'une force extérieure F, les matériaux se déforment (cf. FIG. 1-a) et deux régimes de déformations particuliers sont rencontrés. Lorsqu'après sollicitation le matériau revient dans son état initial, le régime de déformation est appelé élastique (cf. FIG. 1-b). En revanche, pour des sollicitations plus élevées, la déformation subsiste au moins partiellement après relâchement de la force, et on parle alors de déformation plastique. Dans ce cas le matériau revient à une longueur $L_p \neq L_0$ (cf. FIG. 1-c).

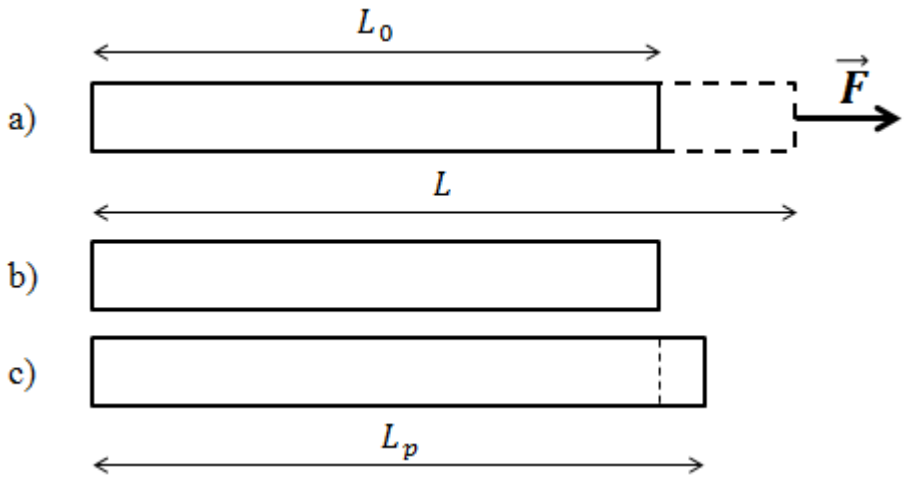


FIG. 1 : (a) Application d'une force pour réaliser une déformation. (b) Déformation élastique. (c) Déformation plastique.

On peut alors représenter la force appliquée en fonction de la déformation afin de repérer de manière générale les différents comportements du matériau (cf. FIG. 2).

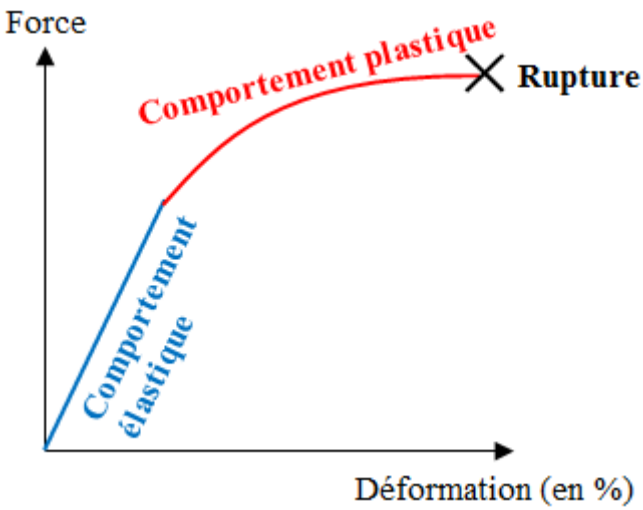


FIG. 2 : Force en fonction de la déformation. Comportement élastique et plastique.

Pour un capteur de déformation comme ceux vendus dans le commerce, L_0 est appelé la longueur utile de l'éprouvette ou longueur mesurée par l'extensomètre (cf. FIG. 3).

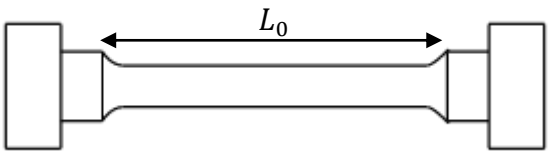


FIG. 3 : Eprouvette de déformation (ou de traction) à section circulaire.

On parle aussi souvent de contrainte appliquée sur un matériau. La contrainte est ainsi définie :

$$\sigma = \frac{F}{S}, \tag{1.2}$$

avec F la force appliquée et S la section du matériau sur laquelle la force est appliquée. Pour finir, la loi de Hooke permet de relier la déformation à la contrainte. Elle fut énoncée par Hooke en 1678 et s'exprime ainsi :

$$\sigma = \mathrm{E}\varepsilon\,, \tag{1.3}$$

où E est le module de Young qui est une caractéristique du matériau. Le module de Young est généralement exprimé en MPa ou GPa du fait de ses valeurs très élevées. Au module de Young près, on confond parfois contrainte et déformation.

Dans la suite de cette thèse, nous allons principalement nous intéresser à la déformation et à ses multiples. Pour plus de commodités nous appellerons « strain » la grandeur sans unité équivalente au rapport d'un mètre sur une distance d'un mètre. Nous déclinerons alors cette grandeur par les multiples suivants : millistrain (mm/m), microstrain (µm/m), nanostrain (nm/m) et picostrain (pm/m). Ces multiples de la déformation sont donnés ici sur l'exemple plus facile à se représenter d'un allongement d'une certaine longueur sur la distance Lille-Marseille :

Symbole	Appellation	Valeur de $\Delta L/L_0$	Allongement sur la distance Lille-Marseille (1000 km)	Utilisation dans cette thèse
mε	millistrain	10^{-3}	1 km	Surveillance en génie civil (chapitre 4)
με	microstrain	10^{-6}	1 m	Déformation sur une éprouvette en Delrin (chapitre 4)
nε	nanostrain	10^{-9}	1 mm	Mesure en géophysique (chapitre 5)
pε	picostrain	10^{-12}	1 µm	Précision théorique à atteindre avec l'instrument

Table 1 : Multiples de déformation utilisés dans cette thèse.

Ainsi à titre d'exemple une déformation d'un nanostrain correspond donc à un allongement de 1 mm sur une distance de 1000 km, soit la distance Lille-Marseille. C'est cet ordre de grandeur que nous cherchons à mesurer au chapitre 5 sur certains phénomènes géophysiques.

La température

La température est la deuxième grandeur physique qui nous intéressera dans cette thèse. Elle sera exprimée ici en degré Celsius (°C). En général la température sera plus vue comme une perturbation à la mesure de déformation. En effet de nombreux capteurs de déformation sont aussi sensibles à la température et souvent de manière plus importante ce qui rend la mesure difficile car les deux effets se superposent.

1.1.2 Les capteurs

Un capteur est un dispositif transformant l'état d'une grandeur physique observée (température ou déformation) en une grandeur utilisable, telle qu'une tension électrique ou une intensité.

> Définition du dictionnaire : « *Organe capable de détecter un phénomène à sa source et d'envoyer l'information vers un système plus complexe.* »

Le capteur se distingue de l'instrument de mesure car ce n'est pas un appareil autonome se suffisant à lui-même, c'est à dire disposant d'un affichage et d'un système de stockage de données.

Les capteurs prennent de plus en plus d'importance avec la complexification des systèmes industriels, environnementaux, médicaux, etc… et concernent tous les domaines industriels et scientifiques. Il existe un très grand nombre de capteurs qui peuvent faire l'objet d'une classification par type de sortie : capteurs analogiques, capteurs numériques, capteurs logiques. Parmi les capteurs analogiques typiques, on distingue deux capteurs de déformation : la jauge de déformation et le capteur LVDT (pour Linear Variable Differential Transformer), qui est un capteur inductif de déplacements linéaires pouvant être utilisé pour déduire la déformation à partir du déplacement. Parmi les autres capteurs de déformation, on

recense aussi les extensomètres à corde vibrante qui mesurent la déformation à l'aide de la mesure de la tension d'une corde (cf. chapitre 4).

La plupart de ces capteurs de déformation traduisent l'information mesurée en signal analogique et c'est aussi le cas des capteurs optiques. Les capteurs optiques convertissent le signal des ondes électromagnétiques (ou ondes lumineuses) en signal électrique.

1.2 Les capteurs optiques

Lorsqu'on parle de capteurs optiques, on peut parler de capteurs pour l'imagerie comme les CCD (pour *Charge-Coupled Device*) ou les CMOS (pour *Complementary Metal Oxide Semi-Conductor*) qui sont des détecteurs présents dans les caméras ou les appareils photo numériques. Ils sont constitués d'une matrice de cellules photosensibles miniatures qui permet de recomposer une image par pixellisation. Ces capteurs optiques sont donc des capteurs permettant de mesurer l'intensité lumineuse.

Mais nous allons surtout parler ici de capteurs optiques où la mesure optique de l'intensité lumineuse est l'outil de mesure d'une grandeur physique telle que : la déformation, la pression ou la température. La grandeur physique est donc déterminée par des dispositifs capables de détecter l'intensité lumineuse et la longueur d'onde des photons.

1.2.1 La longueur d'onde

La longueur d'onde λ (en mètre) caractérise la période d'oscillation d'une onde électromagnétique. La longueur d'onde d'une onde lumineuse est donc reliée à la fréquence de vibration d'un photon par la relation suivante :

$$\lambda = \frac{c}{f}, \tag{1.4}$$

avec f la fréquence et c la vitesse de la lumière. Chaque couleur est caractérisée par une longueur d'onde particulière. Le spectre électromagnétique s'étend des rayons gammas aux ondes radio, en fonction de l'énergie des ondes (de la plus énergétique à la moins énergétique). Dans le spectre électromagnétique, on trouve notamment le domaine visible. Le spectre des longueurs d'ondes visibles s'étend de 400 nm à 800 nm (cf. FIG. 4).

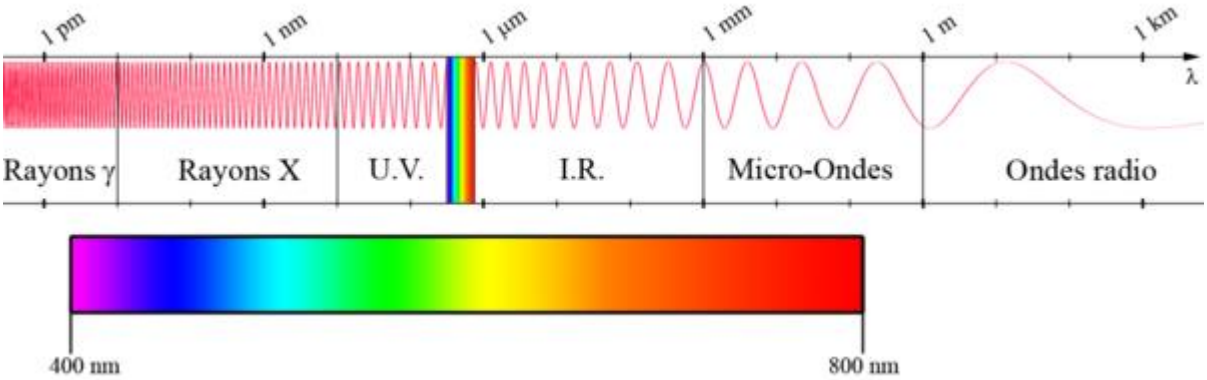


FIG. 4 : Spectre électromagnétique contenant le spectre visible en fonction de la longueur d'onde λ.

Lorsqu'on parle de spectre en optique, on parle de la courbe qui retrace la proportion des différentes couleurs présentes dans une lumière. On peut alors définir la spectroscopie comme la science qui étudie les différentes composantes spectrales (fréquences) d'un rayonnement électromagnétique complexe.

1.2.2 Les capteurs par fibre optique

Parmi les capteurs optiques on distingue les capteurs par fibre optique des autres (photorésistance, photodiode, CCD, CMOS etc…). Un capteur par fibre optique est défini par un dispositif dans lequel l'information est créée dans le chemin optique par réaction de la lumière à la grandeur à mesurer. Il faut alors transporter l'information vers le récepteur optique par l'intermédiaire d'une fibre optique. Le récepteur optique étant souvent un spectromètre.

On distingue les capteurs optiques actifs et passifs. Un capteur est dit passif lorsqu'il n'y a pas de source lumineuse c'est-à-dire que la lumière est générée automatiquement par le phénomène physique qu'elle mesure (fluorescence par exemple). Nous ne nous intéresserons qu'aux capteurs actifs. Un capteur à fibre optique actif est constitué d'une source lumineuse, d'une fibre optique, d'un transducteur (élément sensible à la grandeur) et d'un récepteur optique (cf. FIG. 5).

Fig. a

Fig. b

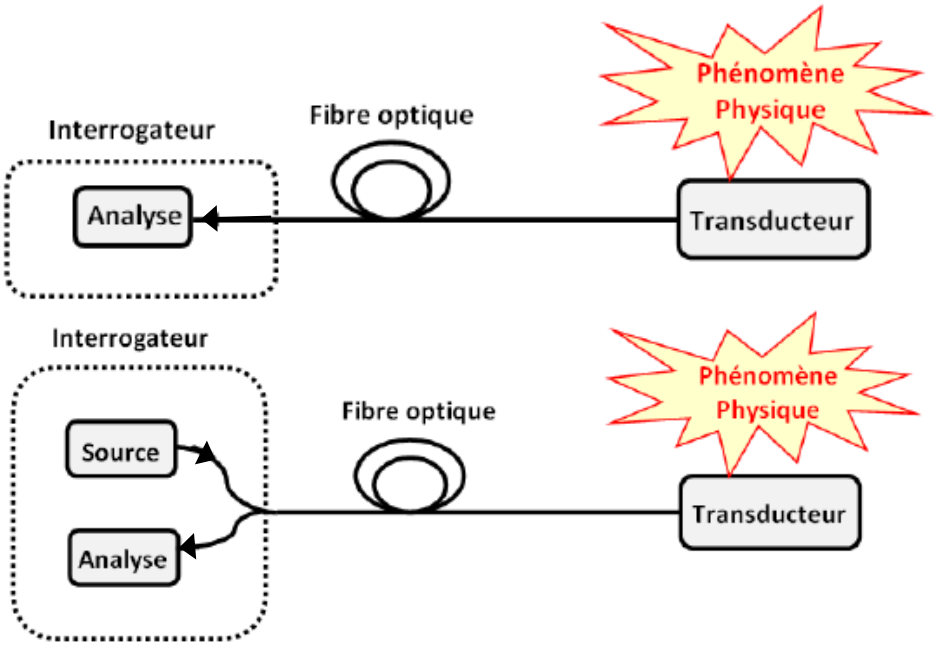


FIG. 5 : Principe de fonctionnement d'un capteur à fibre optique (a) passif et (b) actif.

Par ailleurs nous ne parlerons que de capteur par fibre optique intrinsèque où le transducteur est situé à l'intérieur de la fibre (par opposition aux capteurs extrinsèques où le transducteur est à l'extérieur).

Il existe de nombreux avantages aux capteurs par fibre optique. Voici une liste non exhaustive de quelques uns de ces avantages que nous détaillerons notamment dans le chapitre 3 :

- Intégrabilité facilité : taille très petite (125 µm de diamètre pour une fibre standard)
- Poids réduit
- Mesure déportée : le traitement de l'information peut être fait à des kilomètres de la partie active de la fibre
- Débit très élevé pour transmettre de l'information
- Résistance aux températures élevées
- Résistance aux environnements corrosifs et explosifs

Enfin parmi ces capteurs par fibre optique actif intrinsèque, on distingue encore deux sous-catégories : les capteurs par fibre optique ponctuels (ou distribués) et les capteurs par fibre optique répartis (ou continus).

1.2.3 Capteurs répartis et capteurs ponctuels

La surveillance d'ouvrage de génie civil permet de mener à temps les réparations nécessaires afin d'éviter des accidents souvent catastrophiques. Il est donc important de réaliser des mesures en temps réel sur ces ouvrages. D'ordinaire de telles observations sont menées *a minima* par des inspections visuelles nécessitant des moyens humains et des moyens d'accès à l'ouvrage. Cependant ces moyens humains induisent des coûts non négligeables et peuvent présenter des risques importants. De plus l'observateur n'a accès qu'à des évaluations imprécises de l'état de surface sans connaissance des déformations internes. C'est pourquoi les mesures par fibre optique très peu intrusives se sont imposées en SHM (surveillance de structure). La fibre y est à la fois le support de transmission de l'information et l'élément capteur.

Les capteurs à fibre optique répartis

Dans ce type de capteur, tout point de la fibre est sensible à la grandeur. Ceci permet d'avoir une mesure en tout lieu sur une portée très grande allant jusqu'à plusieurs dizaines de kilomètres, avec une résolution pouvant aller jusqu'au centimètre. La discrimination de l'information provenant des différents points sensibles est effectuée en fonction du temps d'aller-retour de l'impulsion (temps de vol). Pour la surveillance d'ouvrages, la mesure continue sur la fibre a un avantage certain par rapport à la mesure ponctuelle, notamment pour les ouvrages de grande dimension. Cependant sa résolution limitée est souvent un inconvénient.

Les capteurs à fibre optique ponctuels

La zone sensible de la mesure est ici limitée à quelques centimètres. L'utilisation de ce type de capteur pour la surveillance d'ouvrages nécessitera un grand nombre de capteurs (multiplexage important). Dans l'optique de réaliser un capteur de haute précision, la très bonne résolution des capteurs ponctuels, tels que les réseaux de Bragg, peut être un atout majeur. Dans la suite de cette thèse nous nous intéresserons très majoritairement aux capteurs à fibre optique ponctuels et en particulier aux capteurs par fibre de Bragg.

1.3 Les fibres à réseaux de Bragg

Une fibre à réseaux de Bragg est composée d'une fibre transportant l'information et de un ou plusieurs réseaux de Bragg qui sont les éléments sensibles. Ces transducteurs autrement appelés capteurs de Bragg sont sensibles à plusieurs grandeurs physiques notamment la température, la pression et la déformation. Les chapitres 2 et 3 reviendront en détail sur la notion de réseau de Bragg.

1.3.1 Les réseaux de Bragg

Le nom de réseau de Bragg dérive de la création du miroir de Bragg de William Lawrence Bragg (prix Nobel de physique en 1915). Un miroir de Bragg est une succession de surfaces planes transparentes d'indices de réfraction différents (l'indice de réfraction est une grandeur sans dimension décrivant le comportement de la lumière dans un milieu). Cette succession de surfaces se comporte comme un miroir de haute qualité permettant de réfléchir jusqu'à 99,9 % de l'énergie incidente (selon la qualité du « miroir »).

Un réseau de Bragg est donc une alternance de couches d'indices différents dans la fibre optique. Cette alternance crée une variation périodique de l'indice de réfraction dans la fibre. À la frontière entre chaque couche, il se produit une réflexion partielle de l'onde lumineuse. Ces réflexions permettent de former le spectre réfléchi par le réseau de Bragg. Ce spectre est complètement dépendant de la forme du réseau physique.

On recense aujourd'hui de nombreux types de réseaux de Bragg utilisés dans des applications très diverses. De la même façon, certains de ces réseaux seront décrits en détail dans le chapitre 3. Présentons tout de même l'allure physique d'un réseau de Bragg simple ainsi que celle d'une cavité Fabry-Perot à réseaux de Bragg (cf. FIG. 6).

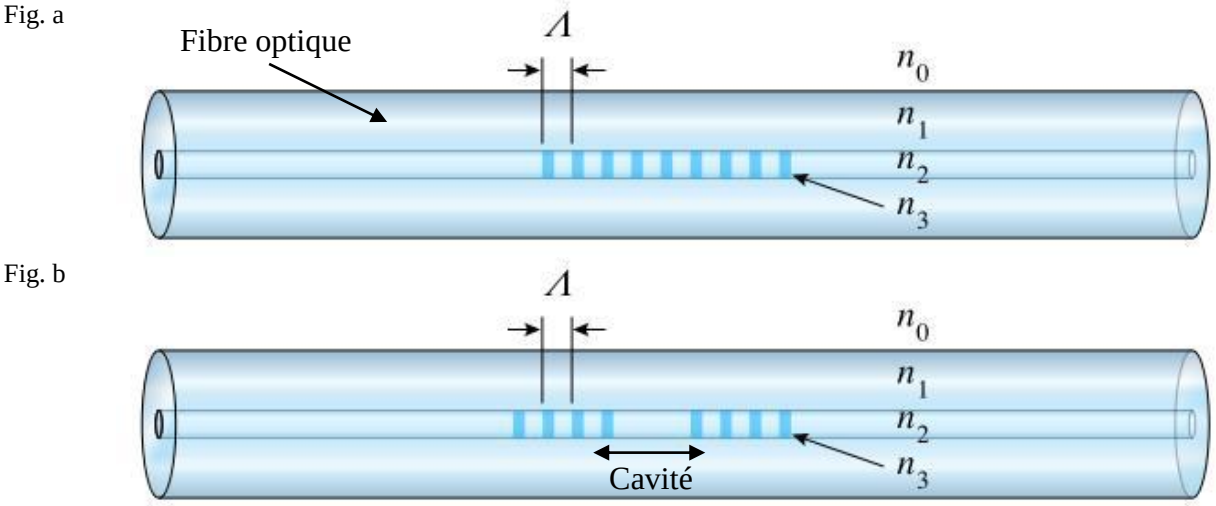


FIG. 6 : Représentation des réseaux de Bragg physiques inscrits dans une fibre optique dans le cas (a) d'un réseau de Bragg simple et dans le cas (b) d'une cavité Fabry-Perot à réseaux de Bragg.

Λ est le pas du réseau de Bragg. En réalité la modulation d'indice dans la fibre est sinusoïdale de période Λ mais on approxime souvent le réseau à un empilement de plusieurs couches d'indices optiques différents par simplicité de représentation et de calcul. Ce pas du réseau est très sensible aux variations de déformations et de températures appliquées sur la fibre à l'endroit du réseau.

Ces différents réseaux de Bragg réfléchissent des spectres de natures diverses et il faudra donc utiliser des spectromètres pour les étudier.

1.3.2 Les interrogateurs de fibre de Bragg

Les interrogateurs de réseaux de Bragg sont des spectromètres. Or pour mesurer un spectre, il existe différentes méthodes :

- La spectrométrie dite dispersive
- La spectrométrie dite de filtrage
- La spectrométrie dite de mesure directe
- La spectrométrie dite « à transformée de Fourier »

La spectrométrie à transformée de Fourier sera la méthode privilégiée dans cette thèse. Elle sera étudiée dans le chapitre 2 et comparée aux méthodes dites dispersive et de filtrage.

La spectrométrie dispersive

Dans cette méthode, on disperse chacune des différentes longueurs d'onde de la lumière dans différentes directions à l'aide d'un matériau qui pourra être un prisme ou un réseau de diffraction (cf. chapitre 2) ou encore de l'eau comme dans le cas d'un arc-en-ciel. Ensuite il n'y a plus qu'à mesurer l'intensité de chacune des couleurs. Cette première méthode est utilisée par le spectromètre commercial Ocean Optics (utilisé dans un but de comparaison dans cette thèse).

La spectrométrie par filtrage

Cette seconde méthode consiste à utiliser des filtres pour ne laisser passer qu'une partie de la lumière en fonction de sa couleur. On peut citer les filtres Fabry-Perot qui sont notamment utilisés dans les interrogateurs Micron Optics (cf. chapitre 2 pour une comparaison de notre méthode avec cet interrogateur).

La spectrométrie directe

Cette méthode consiste à utiliser des détecteurs qui mesurent directement l'énergie des photons et donc la longueur d'onde. Cependant elle est utilisée en général pour les photons de haute énergie (Rayons gamma avec $\lambda \sim 1\ pm$ par exemple).

La spectrométrie par transformée de Fourier

Cette méthode est la moins intuitive des quatre méthodes évoquées. Elle est basée sur la transformée de Fourier, une technique mathématique développée par le mathématicien Joseph Fourier (1768-1830). Cette technique permet de relier le spectre d'un signal optique à sa « forme d'onde » habituelle. C'est cette méthode qui est utilisée dans le spectromètre SWIFTS (Stationary-Wave Integrated Fourier-Transform Spectrometer) qui sera décrit dans le chapitre 2.

Fourier travaillait déjà sur la température à l'époque. C'est à Grenoble qu'il a conduit ses expériences sur la propagation de la chaleur qui lui permettront de modéliser l'évolution de la température au travers de séries trigonométriques. Ces travaux ont fortement contribué aux fondements de la thermodynamique. C'est un juste retour des choses que sa théorie soit réutilisée à Grenoble pour la réalisation d'interrogateurs de capteurs de température et de déformation.

1.4 Objectifs de la thèse

L'objectif que nous proposons pour cette thèse est l'étude du spectromètre SWIFTS comme interrogateur de réseaux de Bragg. Cette étude théorique et expérimentale de SWIFTS comme interrogateur de capteur de Bragg permettra le développement d'une nouvelle vision des réseaux de Bragg.

Nous étudierons le champ d'application de cette méthode en instrumentation. Nous nous intéresserons notamment à la réalisation de capteurs de surveillance d'ouvrages de génie civil et à la mesure de phénomènes géophysiques de haute précision.

Les avantages des fibres de Bragg couplés aux avantages de la spectrométrie par transformée de Fourier de SWIFTS permettent d'entrevoir par ailleurs des progrès dans la spectrométrie de haute résolution à l'IPAG. Si les premières démonstrations de performances sont faites sur des fibres de Bragg pour des capteurs en géophysique ou dans la surveillance d'ouvrage, elles ont aussi un intérêt en astrophysique voire en métrologie spatiale.

Chapitre 2

Stationary-Wave Integrated Fourier-Transform Spectrometer (SWIFTS)

Sommaire

2.1 Le phénomène d'interférences à deux ondes 14
2.2 Présentation de SWIFTS 16
2.2.1 Principe de SWIFTS 16
2.2.2 La technologie de SWIFTS 17
2.3 Principe d'un spectromètre à transformée de Fourier 18
2.3.1 Interférogramme dans SWIFTS 19
2.3.2 De la transformée de Fourier à l'interférogramme de SWIFTS 21
2.3.2.1 Notion de transformée de Fourier 21
2.3.2.2 La densité spectrale 22
2.3.2.3 Théorème de Wiener-Khintchine 22
2.3.3 Spectre et interférogramme 24
2.4 Spectrométrie de Fourier appliquée aux réseaux de Bragg 26
2.4.1 L'autocorrélation pour un réseau de Bragg simple 26
2.4.2 L'autocorrélation pour une cavité Fabry-Perot à réseaux de Bragg 29
2.4.3 L'utilisation d'un SWIFTS Gabor pour l'étude de FBG 32
2.4.4 Echantillonnage 35
2.5 Bilan et comparaison de la technologie SWIFTS aux autres spectromètres 37
2.5.1 La résolution spectrale 37
2.5.2 Différentes versions de spectromètre utilisant la technologie SWIFTS 38
2.5.3 Différents interrogateurs 40
2.5.3.1 L'interrogation par un laser fibré accordable (Micron Optics) 41
2.5.3.2 L'interrogation par un spectromètre à réseau de diffraction (Ocean Optics) 42
2.5.4 SWIFTS visible, radio et moyen-infrarouge 43
2.6 Conclusion sur les applications possibles de SWIFTS 43

Dans cette partie, nous allons introduire le concept de SWIFTS, un spectromètre de Fourier haute résolution par mesure de cohérence temporelle, décrit en détail dans la thèse de Jérôme Ferrand [1]. Dans un premier temps, nous introduisons rapidement le principe des interférences à deux ondes puis nous commençons par décrire la technologie SWIFTS et les articles fondateurs de celle-ci. Nous abordons ensuite plus théoriquement les principes utilisés dans un spectromètre à transformée de Fourier en explicitant les concepts de la cohérence optique et le lien entre l'interférogramme et le spectre. Nous introduisons alors le principe novateur de spectrométrie de Fourier adaptée à l'étude des réseaux de Bragg. Enfin, nous terminons par une comparaison des spectromètres de la technologie SWIFTS, utilisés comme interrogateur de fibre de Bragg, avec d'autres interrogateurs commerciaux de fibre de Bragg utilisés aujourd'hui.

2.1 Le phénomène d'interférences à deux ondes

Un spectromètre par transformée de Fourier repose sur le phénomène d'interférences à deux ondes dont le principe est analogue à celui de l'interféromètre de Michelson (cf. figure FIG. 7-a) : le faisceau lumineux issu d'une source est divisé en deux parties égales par division d'amplitude par une lame séparatrice ; la lumière est réfléchie dans chacun des bras SF et SM de l'interféromètre par le miroir fixe et le miroir mobile. La distance séparant le miroir fixe du miroir mobile symétrisé par rapport à la séparatrice est appelée différence de marche ou différence de chemin optique (OPD) que l'on note x (comptée en cm) dans la suite.

Les interférences provenant de la recombinaison des deux faisceaux réfléchis sont localisées à l'infini. Les voir nécessite de regarder à l'infini, par exemple au foyer d'une lentille. En fonction de la différence de marche x entre les deux bras, le détecteur mesure une intensité qui varie de façon sinusoïdale (pour une source monochromatique) : c'est l'interférogramme. C'est aussi la transformée de Fourier du spectre de la source. Avec une source polychromatique, le détecteur voit un système d'anneaux d'autant plus dense que x est grand (FIG. 7-b).

Fig. a

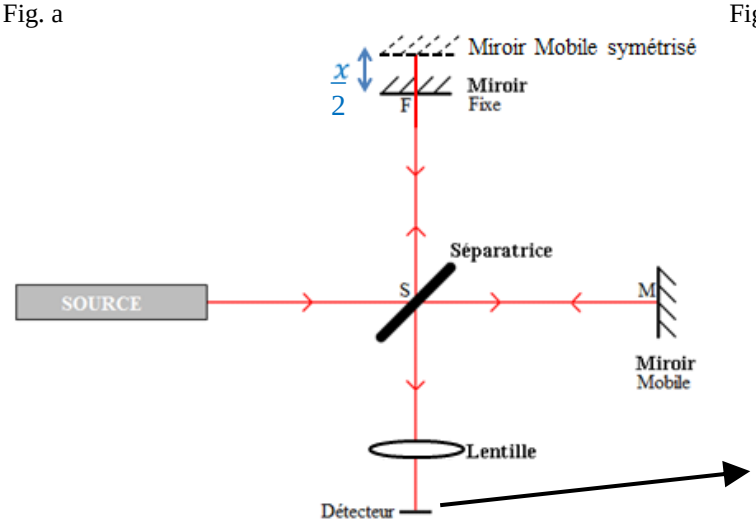


Fig. b

FIG. 7 : (a) Interféromètre de Michelson en configuration lame d'air. (b) Anneaux de Michelson lorsque la source est étendue.

Soit Φ le déphasage entre les deux faisceaux monochromatiques interférant à l'infini avec x l'OPD, la relation entre x et Φ s'exprime à la longueur d'onde λ dans le vide ($n = 1$) d'après [2] par :

$$\frac{\Phi}{2\pi} = \frac{x}{\lambda}. \tag{2.1}$$

Ou alors en fonction du nombre d'onde σ (compté en cm^{-1}) défini comme le rapport $1/\lambda$, par :

$$\Phi = 2\pi\sigma x\,. \tag{2.1bis}$$

Si le milieu ambiant n'est pas le vide, l'indice de réfraction n'est pas égal à 1 et la formule (2.1bis) devient, avec n l'indice de réfraction du milieu :

$$\Phi = 2\pi n\sigma x\,. \tag{2.1ter}$$

L'avantage de travailler avec une telle unité spectrale est d'avoir des variables directement conjuguées entre le spectre (σ en cm^{-1}) et l'interférogramme (x en cm). L'unité du système international reste la longueur d'onde λ majoritairement utilisée.

Comme les deux faisceaux sont issus de la même source, ils sont cohérents et leurs amplitudes s'additionnent pour donner l'amplitude de l'onde résultant des interférences. On a donc en notation complexe :

$$\overline{\mathrm{A}} = \overline{\mathrm{A_1}} + \overline{\mathrm{A_2}} = \overline{\mathrm{A_0}}(1 + \exp(i\Phi)), \tag{2.2}$$

avec $\overline{\mathrm{A_1}}$ et $\overline{\mathrm{A_2}}$ les amplitudes respectives complexes des deux faisceaux qui sont déphasés de Φ l'un par rapport à l'autre. La factorisation est possible dans le cas où l'on suppose des amplitudes égales pour les deux faisceaux.

L'intensité détectée en fonction de la différence de marche x constitue l'interférogramme. En lumière monochromatique de nombre d'onde σ, le signal d'interférence ou interférogramme $I(x)$ vaut :

$$I(x) = |\overline{\mathrm{A}}|^2 = 2I_0(1 + C(x)\cos(2\pi\sigma x)), \tag{2.3}$$

avec $I_0 = |\overline{\mathrm{A_0}}|^2$ et $C(x)$ le facteur de contraste dont la notion sera expliquée de manière plus approfondie dans la partie 2.3.1 après la présentation de l'instrument SWIFTS.

Ce principe d'interférence définissant un interférogramme est à la base du spectromètre SWIFTS dont la technologie est présentée dans la partie suivante.

2.2 Présentation de SWIFTS

SWIFTS est l'acronyme de Stationary-Wave Integrated Fourier-Transform Spectrometer. C'est un spectromètre c'est-à-dire un instrument permettant de représenter la distribution d'intensité optique émise par la source en fonction des longueurs d'onde qui la composent. En fait le concept est légèrement différent car cet instrument fournit un interférogramme qui ne décrit pas directement les raies d'un spectre, mais les fréquences spatiales qui transcrivent ces raies. SWIFTS est conçu en optique intégrée et consiste à obtenir un interférogramme statique à l'intérieur d'un guide d'onde et à échantillonner cet interférogramme à l'aide de nano-détecteurs placés au dessus du guide, ceci sans aucune pièce mobile. Reprenons chronologiquement la genèse de la création de l'instrument SWIFTS utilisé dans cette thèse.

2.2.1 Principe de SWIFTS

Entre 1891 et 1908, année où il reçu le prix Nobel, Gabriel Lippmann a mis au point une théorie physique sur le phénomène d'interférences qui se produit entre l'onde propagative et l'onde contra-propagative lorsque la lumière se réfléchie sur un obstacle. C'est pour l'application de cette théorie à la photographie que Lippmann fut récompensé [3], [4].

C'est en revisitant le concept développé par Lippmann qu'Etienne Le Coarer, Pierre Benech *et al.* ont proposé un nouveau type de spectromètre compact à haute résolution basé sur des technologies innovantes d'optique intégrée et de photonique [5]. SWIFTS est composé d'un guide d'onde optique dans lequel une onde vient interférer avec elle-même selon deux configurations possibles (cf. FIG. 8) : soit en disposant un miroir en bout de guide, il s'agit alors de l'effet Lippmann (configuration SWIFTS-Lippmann FIG. 8-a), soit en séparant la lumière incidente en deux ondes qui sont alors injectées dans le guide dans les deux sens de propagation (configuration SWIFTS-Gabor FIG. 8-b). La configuration SWIFTS-Lippmann est celle développée sur les spectromètres utilisés dans cette thèse et qui sont commercialisés aujourd'hui. La Configuration SWIFTS-Gabor, du nom du physicien inventeur de l'holographie, a été décrite et réalisée par Ferrand *et al.* [6] mais ne sera développée ici que quelquefois à titre d'exemple.

Dans les deux configurations, les interférences engendrées par la superposition des deux ondes contra-propagatives génèrent une onde stationnaire à l'intérieur du guide. La mesure de cette onde stationnaire est alors appelée interférogramme. Cet interférogramme est soit centré sur le bord du guide dans le cas de la configuration Lippmann ou soit localisée au centre du guide dans la configuration Gabor (dans le cas d'une différence de marche nulle entre les deux ondes lumineuses injectées dans le guide). Cette onde stationnaire obtenue à l'intérieur du guide est alors échantillonnée par une série de nano-détecteurs placés à la surface du guide d'onde dans le champ évanescent de l'onde guidée (FIG. 8-c). Il faudra ensuite effectuer une opération mathématique de transformée de Fourier de l'interférogramme (cf. partie 2.3.2) pour récupérer le spectre de la source émettrice.

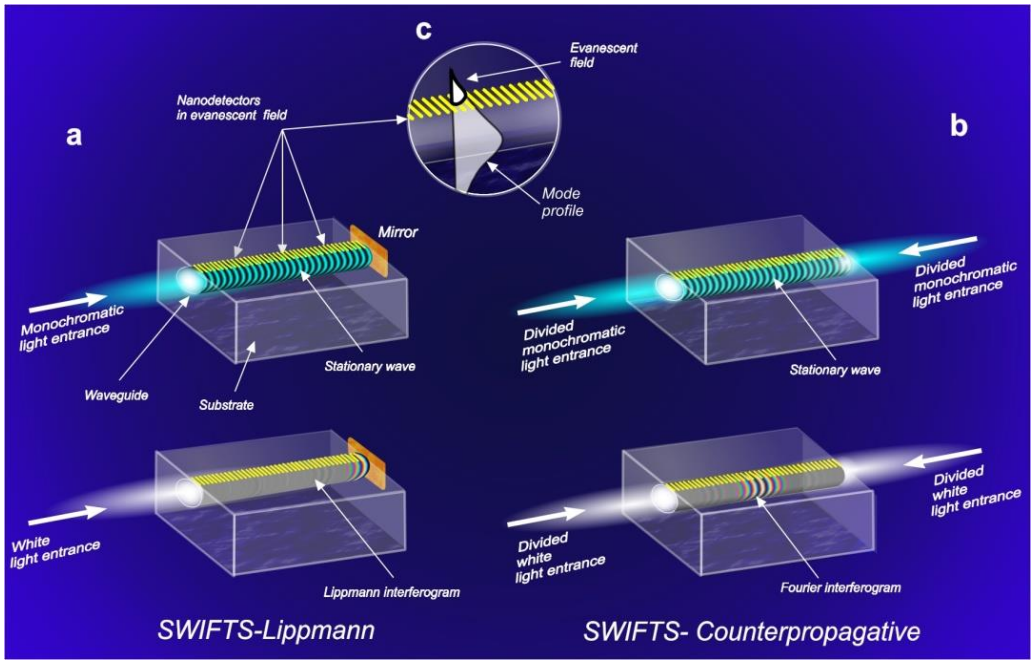


FIG. 8 : Principe du spectromètre SWIFTS décrit par le Coarer *et al.* dans Nature Photonics [5] selon deux configurations : (a) configuration SWIFTS-Lippmann et (b) configuration SWIFTS-Gabor. (c) Détection par une série de nano-détecteurs dans le champ évanescent du mode guidé.

2.2.2 La technologie de SWIFTS

Il est clair que pour que l'échantillonnage soit parfaitement efficace, SWIFTS dépend du développement de nano-détecteurs petits et très précis qui ne sont pas encore disponibles. En effet pour pouvoir correctement échantillonner l'onde stationnaire, il faut que ces détecteurs puissent être espacés au maximum du quart de la longueur d'onde utilisée pour pouvoir respecter le critère de Shannon que l'on décrira plus en détail partie 2.4.4. L'interférogramme obtenu avec SWIFTS présente des périodes statiques typiques de $\lambda/2n_{SWIFTS}$ où n_{SWIFTS} est l'indice du guide utilisé dans le spectromètre. On veut échantillonner cet interférogramme au minimum au quart de cette période (pour être légèrement supérieur au critère de Shannon), il faut donc un espacement entre les détecteurs d'une longueur maximale de $\lambda/8n_{SWIFTS}$. Soit à 850 nm, il faut un échantillonnage inférieur à 70 nm donc des détecteurs de largeur maximale 70 nm (avec $n_{SWIFTS} \approx 1{,}51$).

Malheureusement pour l'instant, nous ne disposons pas de détecteurs aussi petits. La thèse de Paul Cavalier en 2011 permet d'entrevoir l'utilisation de nano-détecteurs supraconducteurs SNSPD (Superconducting Nanowire Single Photon Detector) de 4 nm d'épaisseur et de 50 nm de largeur [7]. Les franges sont donc directement échantillonnées avec 24 détecteurs au pas de 160 nm mais nécessite des moyens de cryogénisation et ne permet pour l'instant que d'atteindre une résolution spectrale limitée.

Ainsi, dans les versions actuelles du spectromètre SWIFTS, une solution intermédiaire fut adoptée, basée sur des nanoplots d'or de 70 nm d'épaisseur et 50 nm de largeur déposés sur la surface du guide d'onde et permettant d'extraire une faible portion du champ évanescent de l'onde sans la dégrader (cf. FIG. 9). Ces nano-plots d'or rayonnent alors chacun sur un capteur CCD, qui est lui de taille micrométrique. L'association plot d'or et capteur CCD

remplace les nano-détecteurs. La taille des capteurs CCD utilisés est de 14 µm ce qui limite à nouveau l'échantillonnage. En effet, il faut éviter au maximum les phénomènes de diaphonie (crosstalk en anglais) c'est-à-dire qu'il faut éviter au maximum que la lumière diffusée par un plot ne soit détectée par les détecteurs voisins, ceux qui ne sont pas directement au dessus du plot. C'est pourquoi les plots sont espacés de 14 µm dans la configuration commercialisée du SWIFTS.

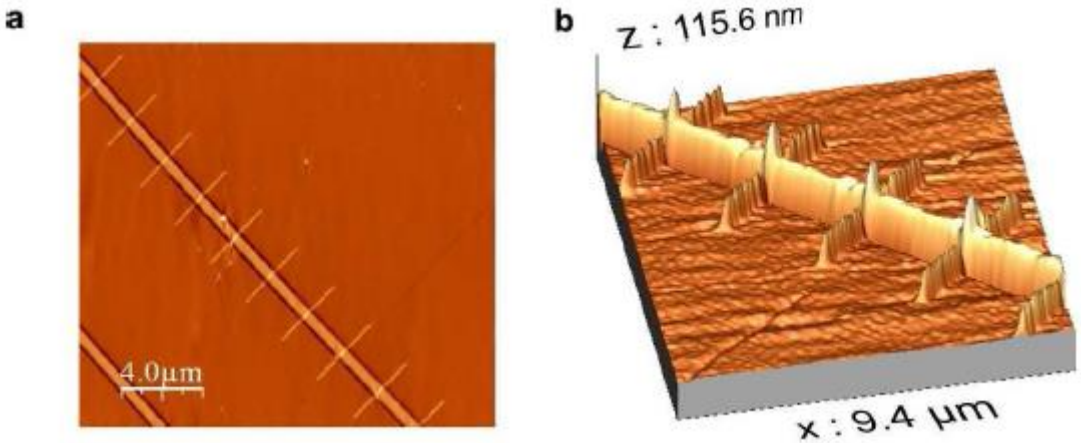


FIG. 9 : Structures des nanoplots d'or de SWIFTS [5]. (a) Image topographique de la surface d'un guide d'onde montrant les nano-fils d'or de 50 nm croisant le guide et (b) image topographique 3D.

L'interférogramme mesuré est donc finalement sous-échantillonné et cela ajoute quelques difficultés notamment dans la reconstruction du spectre par transformée de Fourier. La théorie de la spectrométrie à transformée de Fourier doit donc être développée pour bien comprendre ce lien entre l'interférogramme et le spectre.

2.3 Principe d'un spectromètre à transformée de Fourier

Dans un spectromètre à transformée de Fourier, ce n'est pas le spectre de la lumière qui est directement mesuré mais le degré de cohérence temporelle de la lumière.

La cohérence temporelle consiste à observer la capacité d'un faisceau lumineux à interférer avec des versions de lui-même qui arrivent avec un retard de phase. On appelle L_c la longueur de cohérence temporelle d'une source. Cette grandeur représente la distance maximum entre les deux chemins optiques des faisceaux interférant (en OPD) au-delà de laquelle les ondes ne seront plus cohérentes.

Une source monochromatique théorique a une longueur de cohérence infinie. En pratique, les sources monochromatiques réelles présentent une longueur de cohérence plus courte que celle d'une source théorique. Avec c la vitesse de la lumière et $\Delta\nu$ la largeur spectrale de la source en fréquence (en Hz), on a :

$$L_c = \frac{\mathrm{c}}{\Delta\nu}, \tag{2.4}$$

avec $\Delta\nu = c\Delta\sigma$ où $\Delta\sigma$ est la largeur spectrale en nombre d'onde. Nous reviendrons sur cette notion de cohérence plus amplement dans la suite de ce chapitre.

2.3.1 Interférogramme dans SWIFTS

Soit x la différence de marche, on rappelle que $I(x)$ est l'interférogramme entre 2 sources monochromatiques de nombre d'onde σ (ou de longueur d'onde λ) interférant à l'infini et qui est défini par la formule (2.3) :

$$I(x) = 2I_0(1 + C(x)\cos(2\pi x\sigma)) \,.$$

avec $C(x)$ le contraste des franges qui se mesure localement par :

$$C(x) = \frac{\mathrm{I_{max}} - \mathrm{I_{min}}}{\mathrm{I_{max}} + \mathrm{I_{min}}} \,. \tag{2.5}$$

Rigoureusement le contraste C des franges d'interférences est le rapport entre l'amplitude de modulation de la frange et l'énergie totale I_0 de la source. Le contraste dépend de la largeur de la raie spectrale. Plus la largeur spectrale est importante, moins les franges sont visibles pour les x élevés (cf. FIG. 10). Autrement dit plus la largeur spectrale est importante plus la longueur de cohérence temporelle est courte. Lorsque le contraste de l'interférogramme est nul pour une raie gaussienne, on est donc à la limite de la longueur de cohérence temporelle.

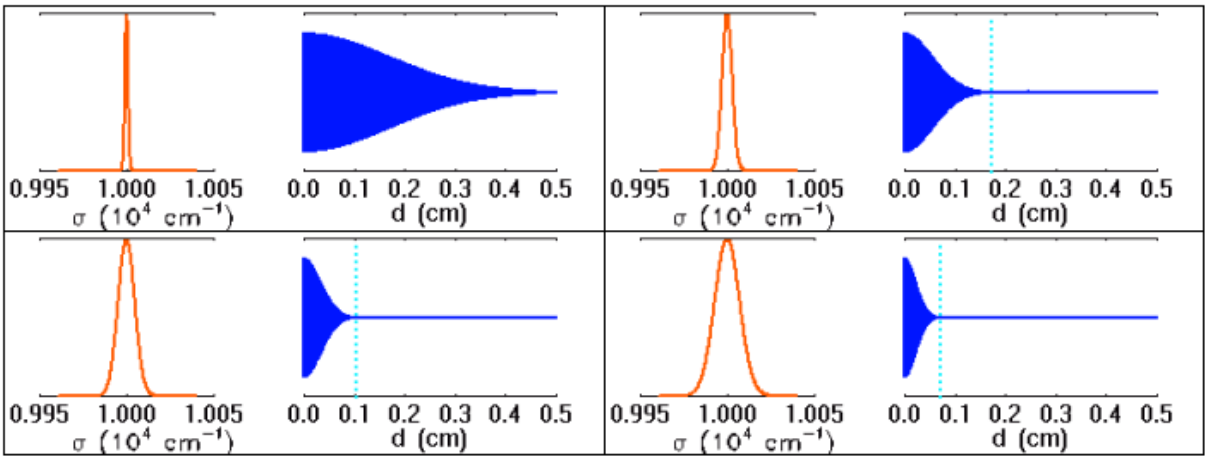


FIG. 10 : Simulation d'une raie en émission et interférogramme associé. Lorsque la raie s'élargit, les motifs interférométriques à différence de marche élevée disparaissent. Figure de Mosser [2].

Ce qui va donc surtout nous intéresser est le fait que cette longueur de cohérence temporelle se représente particulièrement bien sur un interférogramme mesuré par exemple par SWIFTS.

La formule (2.4) devient dans le cas du spectromètre SWIFTS :

$$L_c = \frac{1}{\Delta\sigma} = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \,. \tag{2.6}$$

avec $\Delta\lambda$ la largeur spectrale de la source mesurée en longueur d'onde.

Avec l'interférogramme symétrisé, on obtient les formes d'ondes résumées dans le tableau ci-dessous pour différents types de source allant de la source monochromatique à la source blanche théorique (source polychromatique à spectre très large) :

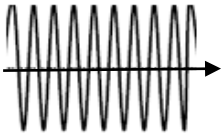
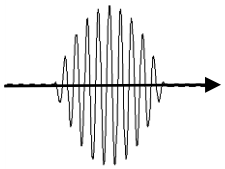
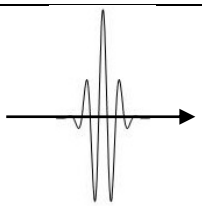
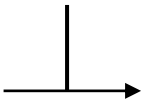
Source :	Source monochromatique (spectre étroit)	Source à spectre de largeur moyenne	Source à spectre large	Source blanche	Source blanche infinie
Exemple de source	Laser non résolu par le spectromètre ou Frequency Comb Laser [8], [9]	SLED (cf. ci-dessous)	Corps noir ou Laser femtoseconde	Laser attoseconde (10^{-18} s)	Théorique
Onde :	Sinusoïde infinie	Train d'onde	Impulsion longue	Impulsion courte	Dirac
L_c *	Infinie	Grande	Moyenne	Faible	Nulle
Courbe de l'onde :					

Table 2 : Représentation de sources lumineuse sous forme d'onde : du spectre étroit (à gauche) jusqu'au spectre large (à droite). *Longueur de cohérence définie de manière subjective par choix.

Plus le support du spectre est large, plus les impulsions générées pourront être potentiellement courtes. L'étendue du paquet d'onde est donc inversement proportionnelle à la largeur de la source. Ainsi lorsqu'on utilisera une source à spectre large, on pourra utiliser le formalisme de l'impulsion longue voire à la limite de l'impulsion courte (cf. partie 2.4). En effet la source SLED (diode à émission de lumière superluminescente) qui sera utilisée par la suite a une longueur de cohérence d'environ 18 µm (valeur calculée à l'aide de la formule (2.6) pour une source de largeur spectrale à mi-hauteur 40 nm à la longueur d'onde 850 nm).

Dans le cas d'un interférogramme parfaitement échantillonné, le nombre de franges de l'interférogramme correspond à :

$$N_{Franges} = \frac{L_c}{\lambda} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}. \tag{2.7}$$

Cette valeur $N_{Franges}$ est aussi définie par la suite comme le pouvoir de résolution ou résolution spectrale et sera notamment utilisée pour comparer les différentes méthodes d'interrogation de fibre de Bragg (partie 2.5).

2.3.2 De la transformée de Fourier à l'interférogramme de SWIFTS

Pour décrire plus en détail le principe de spectromètre à transformée de Fourier utilisé dans cette thèse, il est nécessaire de faire quelques rappels de traitement du signal avant d'appliquer cela à la technologie SWIFTS.

2.3.2.1 Notion de transformée de Fourier

La transformée de Fourier est l'un des outils, sinon l'outil le plus fondamental en traitement du signal. Elle permet d'associer à la « forme d'onde » habituelle d'un signal, la représentation de ce signal dans le domaine fréquentiel (cf. FIG. 11) en fonction de sa variable d'évolution (ici longueur d'onde ou nombre d'onde) que l'on nomme le spectre. L'étude expérimentale des spectres est appelée spectroscopie ou spectrométrie.

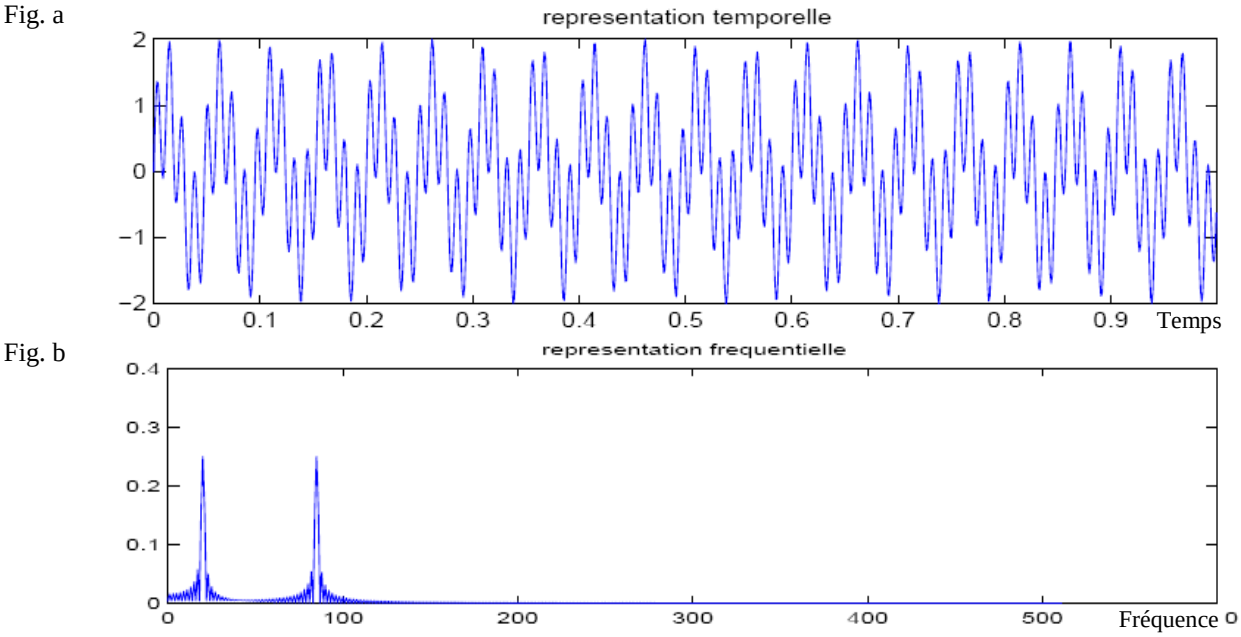


FIG. 11 : Représentation d'une onde lumineuse sous sa « forme d'onde » (a) et sous sa forme spectrale (b) pour un signal contenant deux fréquences mélangées.

La figure ci-dessus représente une onde contenant deux fréquences. Le spectre est représenté en fonction de la fréquence, de la longueur d'onde (équivalent spatial de la période temporelle) ou du nombre d'onde. Typiquement pour le spectre de la lumière visible on a les gammes suivantes [380-780] nm en longueur d'onde et [789-385] THz en fréquence.

On s'intéresse à une fonction $x(t)$ représentant l'évolution temporelle d'un signal x. Notons cependant que t ne représente pas nécessairement le temps et que l'on peut étudier le comportement de signaux selon une variable d'espace (ce qui sera le cas dans la suite). Tout signal complexe peut se décomposer comme une superposition de signaux simples (composé d'une seule fréquence) chacun pondéré par un poids. C'est le poids relatif de chaque composante spectrale qui donne alors le spectre de la source. La fonction $x(t)$ quelconque peut donc se décomposer sous la forme d'une intégrale de Fourier :

$$x(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} X(f) e^{2i\pi tf} df \ ,$$

ou

$$\mathrm{TF}\{\mathrm{x(t)}\} = X(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) e^{-2i\pi tf} dt \ . \tag{2.8}$$

On dit que $x(t)$ et $X(f)$ forment alors une paire de transformée de Fourier, ce que l'on note :

$$x(t) \overset{TF}{\leftrightarrow} X(f). \tag{2.9}$$

2.3.2.2 La densité spectrale

Pour un signal $x(t)$ d'énergie finie (ou de carré sommable), la grandeur $|X(f)|^2$ décrit la répartition de l'énergie du signal en fonction des fréquences, avec $|X(f)|^2$ défini ci-dessous :

$$|X(f)|^2 = X(f)X^*(f) \ . \tag{2.10}$$

où $X^*(f)$ est le conjugué complexe de $X(f)$. Comme les dimensions de $|X(f)|^2$ correspondent à « une quantité d'énergie par unité de fréquence », on l'appelle densité spectrale d'énergie (DSE).

Si $x(t)$ n'est pas de carré sommable, on définit alors une version tronquée de $x(t)$ sur un intervalle T (qui sera de carré sommable puisque l'intervalle est borné). On définit alors la densité spectrale de puissance $B(f)$ comme la densité spectrale d'énergie sur l'intervalle T :

$$B(f) = \frac{|X(f)|^2}{T} \ . \tag{2.11}$$

Dans la suite, on ne parlera plus que de densité spectrale de puissance (DSP) car on travaille sur des signaux réels sur des intervalles finis.

2.3.2.3 Théorème de Wiener-Khintchine

En traitement du signal, on appelle fonction de corrélation (ou d'intercorrélation), le produit scalaire $\langle x(t)|y(t-\tau)\rangle$, noté $c_{xy}(\tau)$ pour des fonctions $x(t)$ et $y(t)$ appartenant à l'espace des fonctions de carré sommable, on a donc :

$$c_{xy}(\tau) = \int_{\mathbb{R}} x(t) y^*(t-\tau) dt \ . \tag{2.12}$$

Par ailleurs, on a la propriété suivante :

$$c_{xy}(\tau) \overset{TF}{\leftrightarrow} X(f)Y^*(f) \ , \tag{2.13}$$

avec $X(f)$ et $Y(f)$ les transformées de Fourier respectives des fonctions $x(t)$ et $y(t)$.

Lorsque $x(t) = y(t)$, l'équation (2.12) devient :

$$c_x(\tau) = c_{xx}(\tau) = \int_{\mathbb{R}} x(t)x^*(t-\tau)dt\,. \tag{2.14}$$

$c_x(\tau)$ est appelée la fonction d'autocorrélation du signal $x(t)$, c'est la corrélation croisée de ce signal par lui-même. En traitement du signal l'autocorrélation représente la ressemblance d'un signal avec une version décalée de lui-même.

Par ailleurs, on a la propriété suivante, plus connue sous le nom de théorème de Wiener-Khintchine dérivant de la propriété (2.13) :

$$c_x(\tau) \overset{TF}{\leftrightarrow} |X(f)|^2 = B(f)\,, \tag{2.15}$$

De manière plus explicite, ce théorème stipule que la fonction d'autocorrélation d'un signal et la densité spectrale de ce signal forment une paire de transformée de Fourier.

Prenons un exemple que nous utiliserons à nouveau dans la suite de ce chapitre : calculons l'autocorrélation d'une fonction porte de largeur T telle que définie ci-dessous :

$$\Pi_T(t) = \begin{Bmatrix} 0 & si\ t < -T/2\ ou\ si\ t > T/2 \\ 1 & sinon \end{Bmatrix} \tag{2.16}$$

L'autocorrélation de cette fonction vaut alors d'après (2.14) :

$$c_\Pi(\tau) = \int_{\mathbb{R}} \Pi_T(t)\Pi_T{}^*(t-\tau)dt\,. \tag{2.17}$$

Cette intégrale se calcule assez facilement et donne une fonction triangle allant de $-T$ à T et centré sur zéro comme le montre la figure ci-dessous :

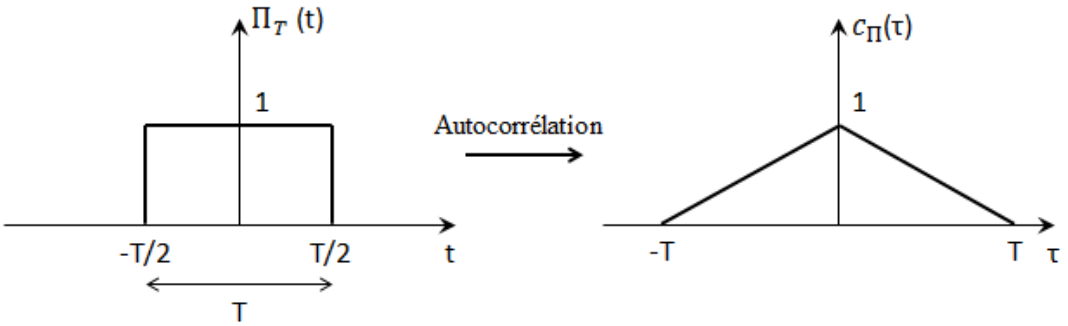


FIG. 12 : Autocorrélation d'une fonction porte de largeur T.

Nous allons voir dans la partie suivante que cette notion d'autocorrélation est nécessaire pour la bonne compréhension de la technologie SWIFTS car l'interférogramme mesuré par le spectromètre est en fait la partie réelle de la fonction d'autocorrélation du signal.

2.3.3 Spectre et interférogramme

En général en physique, on préfère effectivement représenter l'énergie en fonction de la fréquence, soit le spectre défini plus haut $B(f)$ ou $B(\sigma)$ en utilisant le nombre d'onde.

Soit une source polychromatique qui émet une densité spectrale de puissance continue $B(\sigma)$, que l'on appellera donc plus communément spectre, dans la bande spectrale $[\sigma_1\ ,\ \sigma_2]$ avec un contraste supposé constant et proche de l'unité, les liens entre le spectre et l'interférogramme sont décris par les relations suivantes développées en détail dans la thèse de Jérôme Ferrand [1] :

$$I(x) = \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} B(\sigma)(1 + \cos(2\pi x\sigma))d\sigma\ . \tag{2.18}$$

Communément l'interférogramme se définit en fait comme la partie variable de $I(x)$, soit $I'(x)$ la partie modulée en fonction de l'OPD :

$$I'(x) = \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} B(\sigma)\cos(2\pi x\sigma)\, d\sigma\ . \tag{2.19}$$

On constate que ce signal correspond à la partie réelle de la transformée de Fourier complexe du spectre :

$$I'(x) = Re\left[\int_{\sigma_1}^{\sigma_2} B(\sigma)\cos(2\pi x\sigma)\, d\sigma\right] = Re[\mathrm{TF}\{B(\sigma)\}] \tag{2.20}$$

Ainsi lorsqu'on a mesuré l'interférogramme grâce au spectromètre, la transformée de Fourier de l'interférogramme permet de récupérer le spectre de la source d'où le nom de spectromètre à transformée de Fourier. En effet, le spectre est une fonction paire donc $B(\sigma) = B(-\sigma)$.

$$B(\sigma) = \int_0^{\infty} I'(x)\cos(2\pi x\sigma)\, dx\ = \mathrm{TF}\{I'(x)\} \tag{2.21}$$

Par ce calcul, nous n'obtenons donc que la partie réelle et positive du spectre. Chaque longueur d'onde a son image dans le domaine des longueurs d'ondes négatives. En physique, seules les longueurs d'ondes positives sont utilisées. Nous verrons que cette nuance a son importance notamment dans l'échantillonnage de l'interférogramme. En symétrisant la partie positive, on obtient alors l'intégralité du spectre.

L'équation (2.21) combiné à l'équation (2.15) montre que l'interférogramme correspond en fait à la partie réelle de l'autocorrélation du signal émis par la source :

$$I'(x) = Re[\mathrm{TF}\{B(\lambda)\}] = Re[c_x(\tau)] \tag{2.22}$$

Cette propriété sera fondamentale, notamment dans l'utilisation de l'interférogramme comme méthode d'observation des réseaux de Bragg.

En reprenant l'exemple de la fonction porte ci-dessus, on peut le compléter en rajoutant le spectre correspondant. La transformée de Fourier d'une fonction porte est un sinus cardinal :

$$\mathrm{TF}\{\Pi_T(t)\} = \frac{\sin(\pi f T)}{\pi f} = T sinc(\pi f T)\ . \tag{2.23}$$

Et en utilisant la formule du spectre, on a :

$$|X(f)|^2 = (T sinc(\pi f T))^2\ . \tag{2.24}$$

Soit résumé sur la figure suivante :

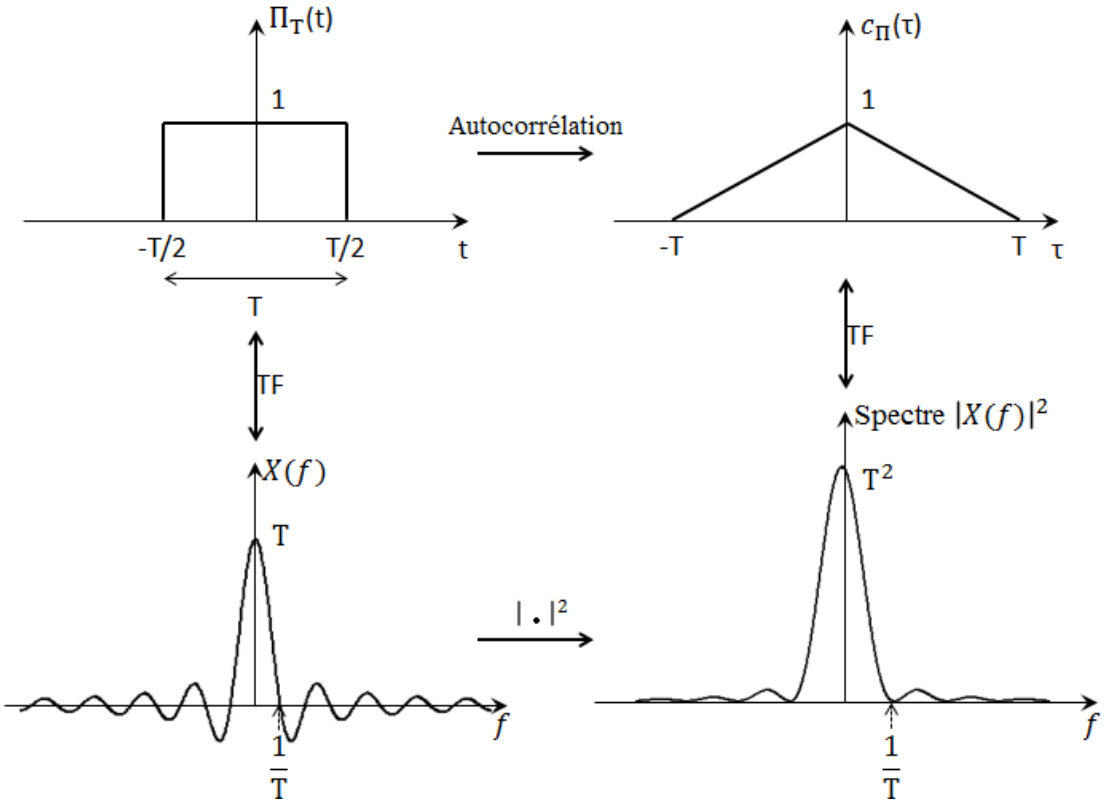


FIG. 13 : Lien entre autocorrélation et Spectre pour une fonction porte de largeur T.

Ainsi dans le spectromètre SWIFTS décrit dans la partie 2.2, si une onde lumineuse sous la forme d'un train d'onde modulé par une porte est envoyée dans le SWIFTS, celui-ci renverra l'autocorrélation de cette porte. Pour cela, l'onde va se réfléchir sur le miroir au bout du guide et les interférences entre l'onde propagative et l'onde réfléchie vont créer l'interférogramme comme montré sur le schéma ci-dessous :

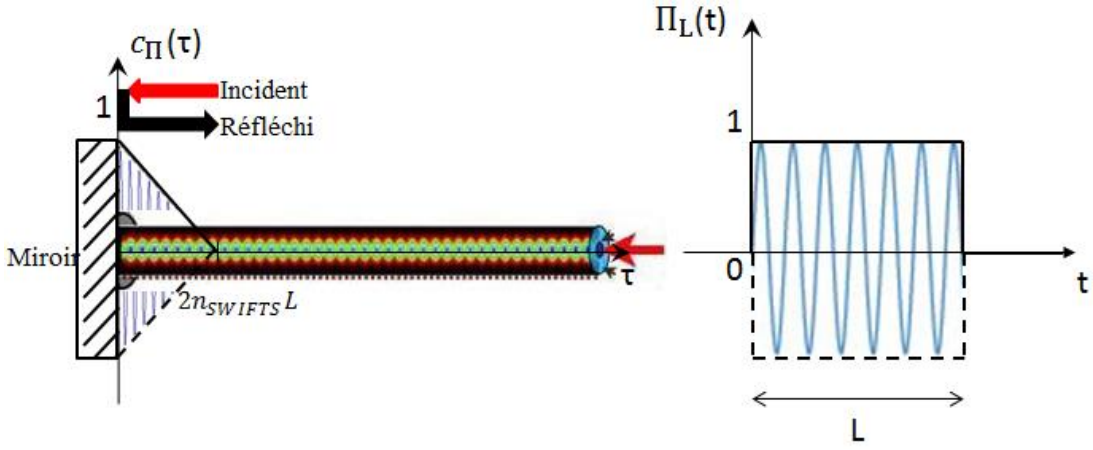


FIG. 14 : Principe de l'autocorrélation dans SWIFTS : l'onde entrante (flèche rouge) est réfléchie sur le miroir (flèche noire), l'interférence entre les 2 ondes crée un interférogramme présentant la forme de l'autocorrélation du signal envoyé.

2.4 Spectrométrie de Fourier appliquée aux réseaux de Bragg

Nous avons vu que la technologie SWIFTS permet de mesurer l'autocorrélation d'un signal. Nous allons à présent voir l'utilité de cette autocorrélation pour l'étude des réseaux de Bragg. Cette partie présente les réseaux de Bragg sous un angle qui, jusqu'à présent, n'a pas été développé dans la littérature correspondante. La spectrométrie de Fourier appliquée aux réseaux de Bragg sera expliquée ici de manière simplifiée sans se référer à la théorie des modes couplés (chapitre 3).

2.4.1 L'autocorrélation pour un réseau de Bragg simple

Lorsqu'une source à spectre large envoie une impulsion courte (cf. Table 2, l'impulsion courte est une limite de l'impulsion longue et qui représente aussi une source blanche sous la forme d'une onde) sur un réseau de Bragg simple, chaque modification d'indice de celui-ci résulte en une petite réflexion de l'impulsion. La plupart des interrogateurs de Bragg utilisé aujourd'hui ne vont alors s'intéresser qu'au spectre réfléchi en fonction de la longueur d'onde. Mais si l'on s'intéresse à la nature ondulatoire de la lumière et qu'on raisonne uniquement en termes d'onde, le signal réfléchi correspond alors à une succession de réflexions qui va former une sinusoïde « dessinant » la forme du réseau. La fréquence de la sinusoïde correspond au pas du réseau de Bragg considéré. Cette sinusoïde mesurée par le spectromètre SWIFTS va alors donner l'autocorrélation du signal. Le schéma ci-dessous (cf. FIG. 15) illustre ce principe dans le cas d'un réseau de Bragg simple.

On peut considérer que cette sinusoïde est modulée par une porte car schématiquement le profil du réseau correspond à une porte (s'il n'y a pas d'apodisation). Suivant l'axe de la fibre, on observe une absence de modification de l'indice suivie d'une modulation sur une distance L d'amplitude très faible (ordre de grandeur de 10^{-4} à 10^{-6} par rapport à l'indice d'ordre de grandeur 1) puis suivie à nouveau par une absence de modification de l'indice.

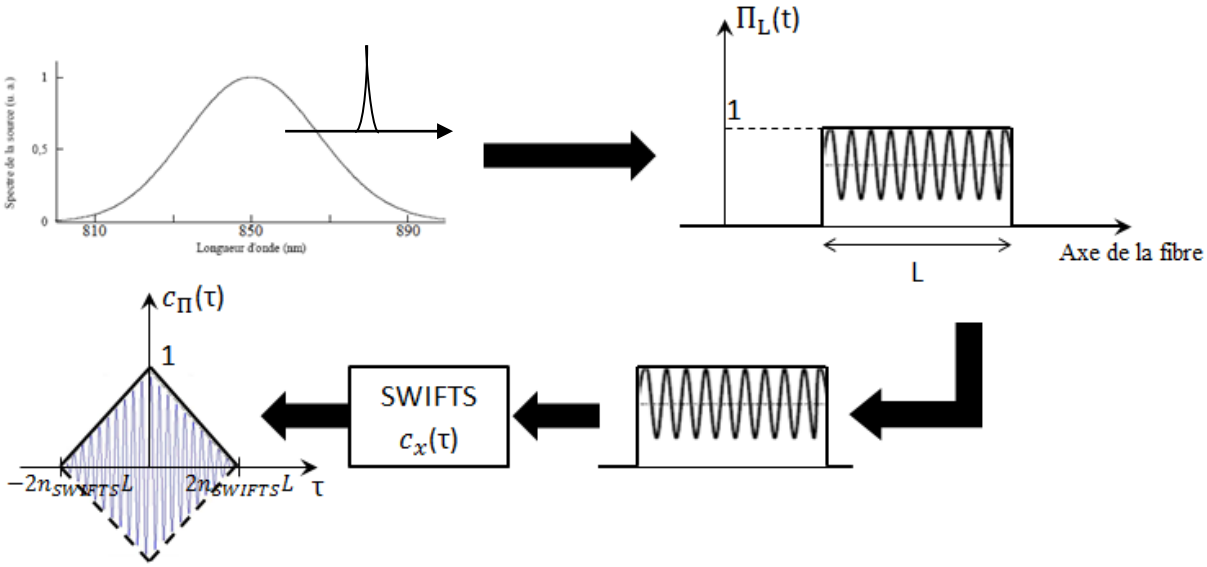


FIG. 15 : Principe illustrant le fonctionnement de la mesure de l'autocorrélation d'un réseau de Bragg simple par le spectromètre SWIFTS. Une source large bande (Spectre en haut à gauche) envoie de la lumière sous la forme d'une impulsion courte qui se réfléchit sur le réseau de Bragg.

Le signal reçu par SWIFTS est une sinusoïde modulée par une porte. Le SWIFTS mesure alors une sinusoïde modulée par l'autocorrélation d'une porte, soit un triangle. Il y a donc un lien direct entre la forme physique du réseau et l'interférogramme mesuré. Il y a notamment une égalité entre la longueur du réseau et la longueur de l'interférogramme positif, multiplié par $2n_{SWIFTS}$, mesuré par SWIFTS (la multiplication par 2 est du à l'aller retour de l'onde dans le guide SWIFTS). Enfin, une transformée de Fourier permet de retrouver le spectre réfléchi par le réseau de Bragg. Dans cette transformée de Fourier, il faut prendre en compte le sous-échantillonnage de SWIFTS comme nous le verrons dans la partie 2.4.4. La transformé de Fourier d'un triangle donne le spectre suivant (FIG. 16) de formule :

$$B(\sigma) = 4(n_{SWIFTS}L)^2 sinc^2\left(\frac{2\pi}{(n_{SWIFTS}L)\lambda}\right). \qquad (2.25)$$

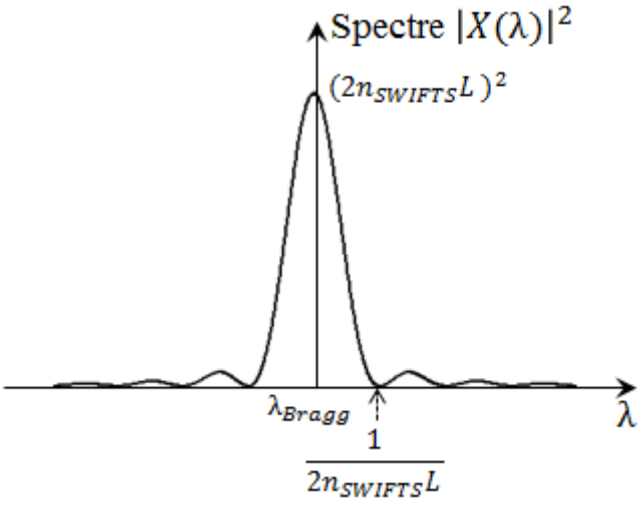


FIG. 16 : Spectre théorique non-apodisé réfléchi par un réseau de Bragg simple centré sur λ_{Bragg}.

Notons que le spectre ci-dessus est effectivement reconnaissable comme le spectre réfléchi d'un réseau de Bragg. En utilisant un réseau de Bragg apodisé, c'est-à-dire modulé par exemple par une gaussienne et non par une porte, cela permettrait de diminuer l'intensité des lobes secondaires.

Sans apodisation, on peut définir la largeur à mi-hauteur mesurée en mètre (FWHM pour Full Width at Half Maximum) par l'équation suivante :

$$\mathrm{FWHM} = \frac{\lambda^2}{(L_{OPD})} = \frac{\lambda^2}{(2n_{SWIFTS}L)}. \tag{2.26}$$

où L la longueur physique du réseau de Bragg (qui vaut $L_{OPD}/2n_{SWIFTS}$ avec L_{OPD} la longueur de cohérence de la réponse lumineuse réfléchie par le réseau). Dans le cas où l'on considère un réseau de Bragg apodisé, la FWHM calculée par l'équation (2.26) sera multipliée par 0,886 par exemple dans le cas d'une apodisation triangulaire ou 0,905 dans le cas d'une apodisation de Hamming (cf. Naylor [10]) est la largeur à mi-hauteur de la fonction $sinc^2(2\pi x)$. Le lien est donc direct entre la largeur à mi-hauteur et la longueur du réseau physique : plus celui-ci est grand, plus la FWHM est petite.

Ainsi par exemple un réseau de Bragg d'une longueur physique de 0,8 mm donne une longueur de cohérence de sa réponse lumineuse de 2,41 mm (mesurée en OPD) dans SWIFTS et une FWHM de 300 pm.

2.4.2 L'autocorrélation pour une cavité Fabry-Perot à réseaux de Bragg

Dans le cas de réseaux de Bragg plus compliqués, le principe reste le même. Un cas qui va nous intéresser particulièrement dans les chapitres 3, 4 et 5 consiste en une cavité Fabry-Perot à réseaux de Bragg, c'est-à-dire deux réseaux de Bragg de même pas (autrement dit qui réfléchissent la même longueur d'onde), espacés d'une distance L_{cav}. Lorsqu'on envoie une impulsion sur ce type de réseau de Bragg, chacun des deux réseaux identiques se comporte comme un miroir semi-réfléchissant à la longueur d'onde de Bragg et crée un phénomène de réflexions successives.

On attribue à chaque réseau simple une réflectivité R et une transmissivité T. Sans absorption, $T = 1 - R$ et on peut représenter le phénomène de réflexions successives comme sur la figure FIG. 17.

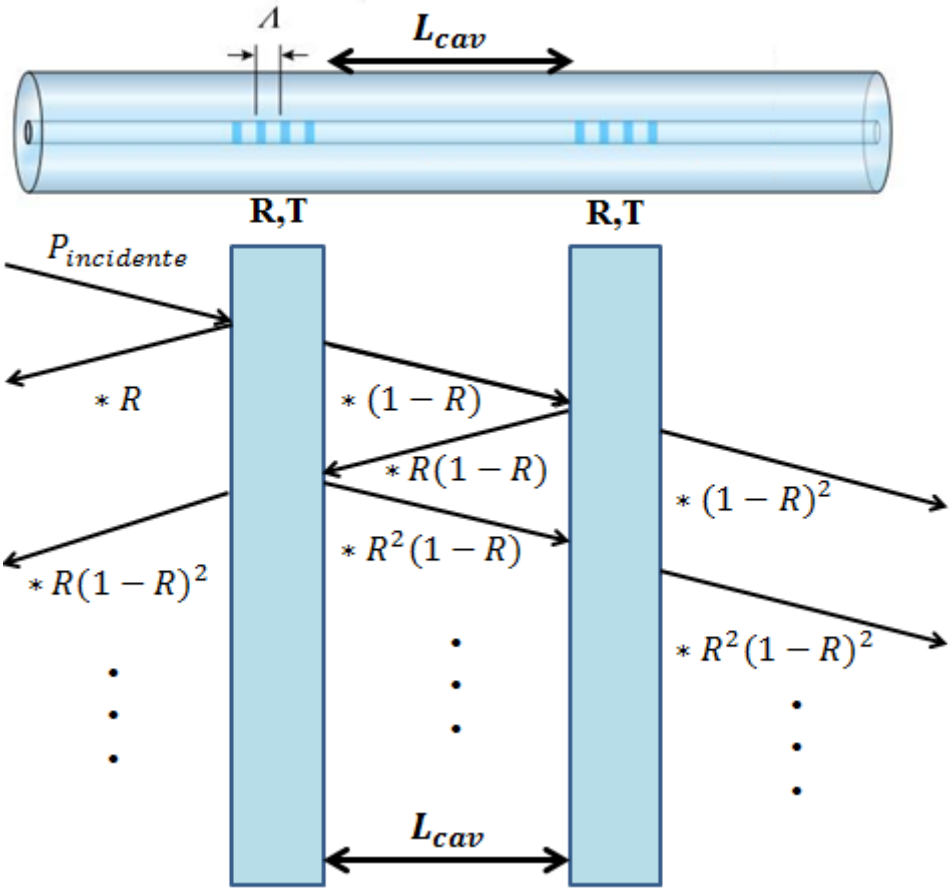


FIG. 17 : Schéma de principe de la cavité Fabry-Perot à réseaux de Bragg: les réseaux de Bragg de la cavité Fabry-Perot sont remplacés par des miroirs semi-réfléchissants. Λ est le pas du réseau de Bragg.

En reprenant l'analogie traitement du signal, le signal réfléchi représente donc un motif qui se répète en théorie jusqu'à l'atténuation totale du contraste (cf. FIG. 18). Le motif étant une sinusoïde modulée par une porte comme dans le cas d'un réseau de Bragg simple. Sur le schéma du réseau ci-dessous, la longueur L_{cav} est représentée plus petite que la longueur du réseau L par commodité. Ce n'est en fait pas le cas ce qui explique l'interférogramme théorique (bas de la figure FIG. 18) avec $L_{cav} > L$.

Dans le schéma ci-dessous, l'impulsion correspondant à une source à spectre large est en fait représentée par l'onde limite : l'impulsion courte (cf. Table 2).

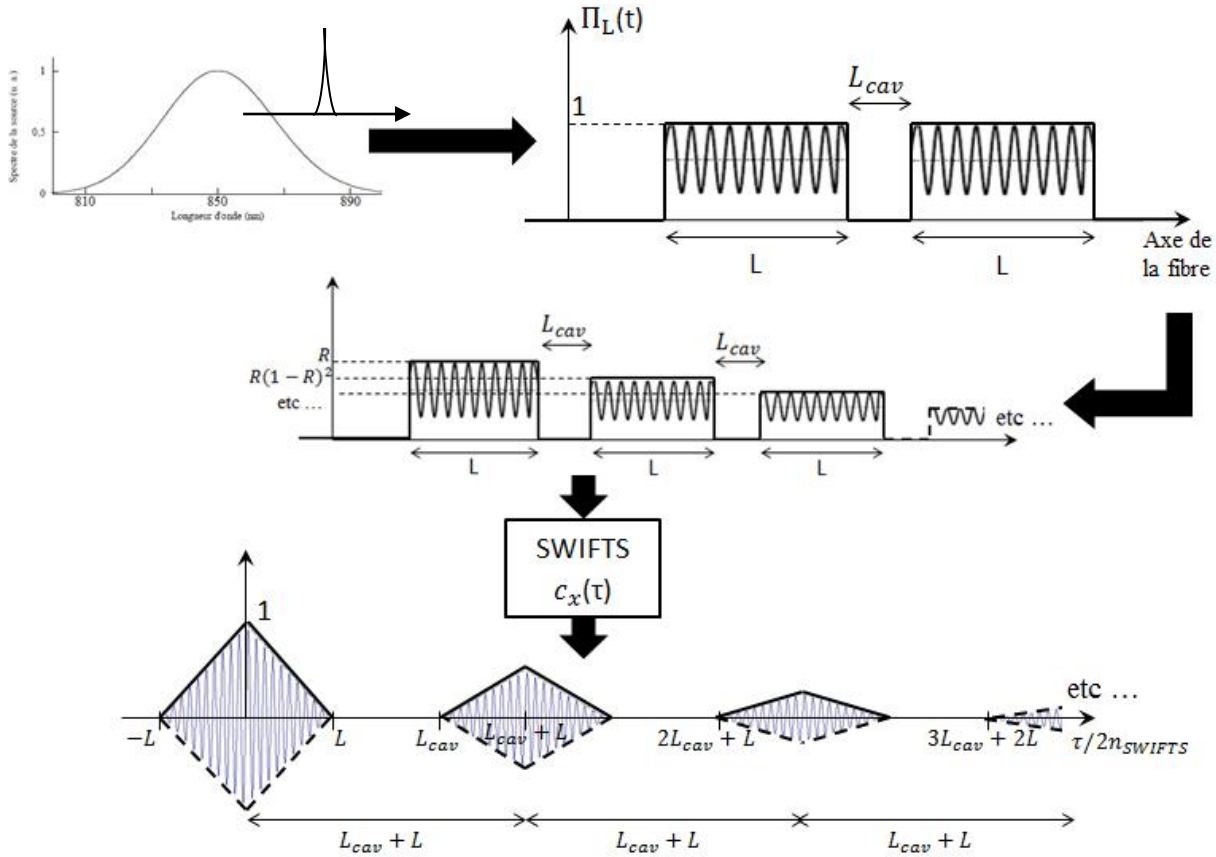


FIG. 18 : Principe de la mesure de l'autocorrélation d'une cavité Fabry-Perot à réseaux de Bragg. Une source large bande (Spectre en haut à gauche) envoie de la lumière sous la forme d'une impulsion courte qui se réfléchit sur le réseau de Bragg. Le signal réfléchi par les réseaux correspond au motif d'un réseau simple répété un certain nombre de fois jusqu'à l'extinction du contraste.

Sur la figure ci-dessus, l'axe de la fonction d'autocorrélation est en $\tau/2n_{SWIFTS}$ pour rendre plus lisible les valeurs importantes. Cette représentation de l'autocorrélation permet d'appréhender le lien direct entre le réseau physique et l'interférogramme :

- la distance est constante entre deux paquets consécutifs sur l'interférogramme et vaut $(L_{cav}+L)2n_{SWIFTS}$ avec une longueur de cavité physique L_{cav}.
- la largeur d'un paquet vaut, comme dans l'exemple du réseau simple précédent, $4Ln_{SWIFTS}$. Plus le réseau physique est long, plus les paquets de l'interférogramme sont étendus.
- lorsque L augmente, non seulement la longueur des différents paquets augmente mais l'espacement entre les paquets augmente aussi.

De la même manière que dans le cas d'un réseau simple, une transformée de Fourier permet de retrouver le spectre réfléchi (cf. FIG. 19) par cette cavité Fabry-Perot à réseaux de Bragg. Mais celui-ci est légèrement plus complexe et présente une modulation interne dans l'enveloppe du spectre d'un réseau de Bragg simple. Ces franges à l'intérieur de l'enveloppe

en sinus cardinal au carré sont donc liées à la séparation entre les deux réseaux de Bragg physiques c'est à dire à la longueur de la cavité (comme nous le verrons aussi dans le chapitre 3). Plus la cavité est grande, plus le nombre de pics sous l'enveloppe est important.

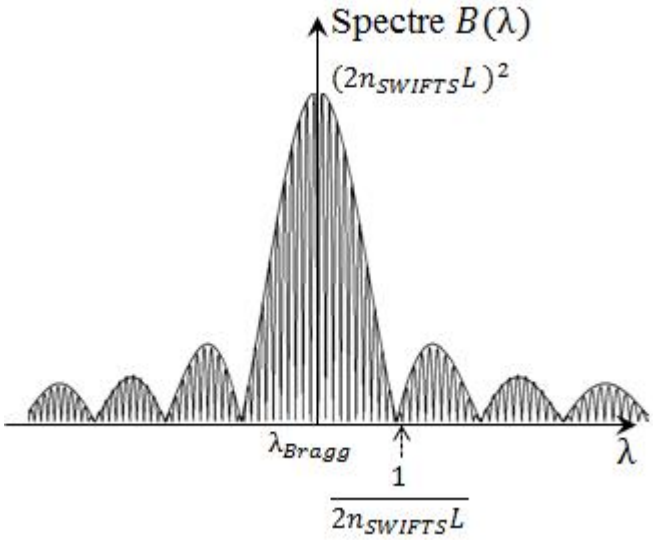


FIG. 19 : Spectre théorique non-apodisé réfléchi par une cavité Fabry-Perot à réseau de Bragg centré sur λ_{Bragg}.

La FWHM est donc toujours inversement proportionnelle à la largeur d'un paquet selon la formule (2.26). Plus la cavité physique est grande, plus le nombre de pics présents dans la modulation interne est important.

Les lobes secondaires peuvent être diminués en apodisant la forme du réseau physique par une gaussienne. C'est ce qui est fait dans la pratique ainsi l'interférogramme n'est plus répété selon un motif triangulaire mais gaussien (l'autocorrélation d'une gaussienne est une gaussienne).

Notons par ailleurs que la période spatiale de l'interférogramme est proportionnelle à la longueur d'onde λ mais qu'il faut prendre en compte le pas d'échantillonnage car le SWIFTS sous-échantillonne l'interférogramme (cf. partie 2.4.4).

Finalement le SWIFTS en mode Lippmann permet de reconstituer par autocorrélation les profils de réseaux de Bragg simple ou même de cavité Fabry-Perot. Cependant il faut noter que dans le cas d'un réseau de Bragg à pas variable le long de la fibre, l'autocorrélation ne donnera pas de résultats cohérents, il faudra alors utiliser l'intercorrélation avec un SWIFTS en mode Gabor (cf. partie 2.4.3). En effet nous avons vu que dans le cas d'un SWIFTS en mode Lippmann, il y a réflexion sur le miroir en bout de guide. Or dans le cas d'un réseau à pas variable, les impulsions réfléchies « dessine » une sinusoïde de fréquence variable et quand celle-ci se réfléchit sur le miroir et interfère avec une version retardée d'elle-même, les interférences représentent toujours l'autocorrélation du signal mais celle-ci ne représente pas correctement le pas variable du réseau de Bragg.

C'est d'ailleurs pour cette raison que les réseaux de Bragg à pas variable sont utilisés pour compenser la dispersion chromatique. Ce concept de compensation de la dispersion est breveté R.E. Epworth en 1984 et développé par Ouellette [11].

Dans le cas d'un réseau de Bragg à pas variable, le signal réfléchi par le réseau interfère avec une version décalée de lui-même dans le SWIFTS ce qui ne reproduit pas le profil du réseau de Bragg à pas variable (cf. FIG. 20) mais une sinusoïde dont la fréquence diminue puis augmente. Si le réseau est apodisé, on aura une gaussienne à la place du triangle dans l'interférogramme (ce sera souvent le cas des réseaux à pas variables).

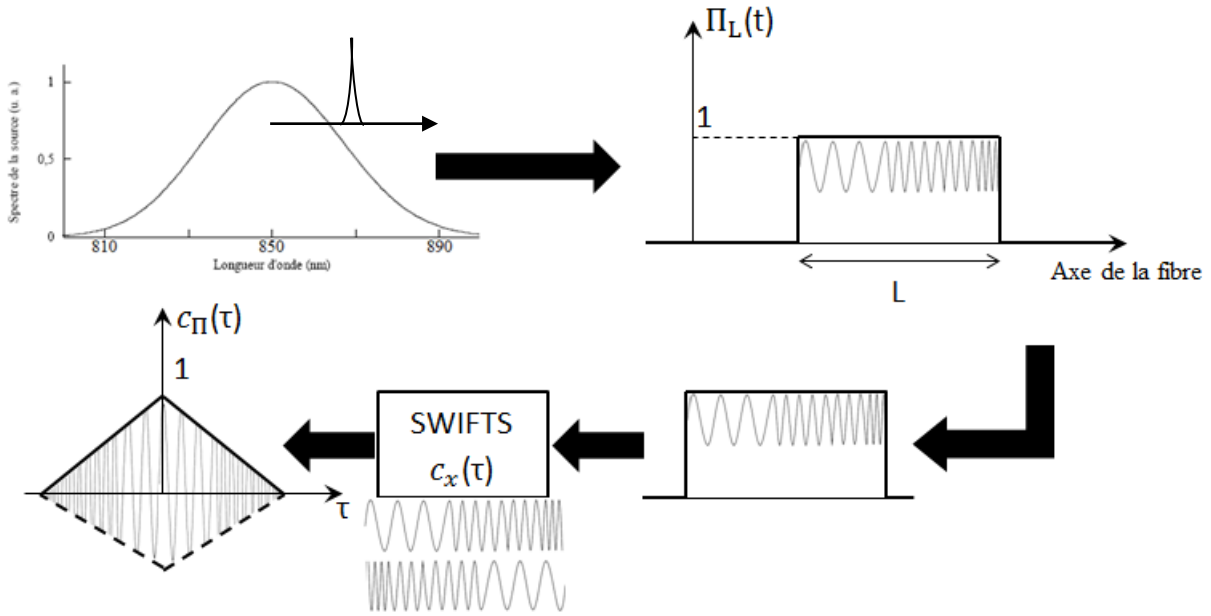


FIG. 20 : Principe de la mesure de l'autocorrélation d'un réseau de Bragg à pas variable. Une source large bande (Spectre en haut à gauche) envoie de la lumière sous la forme d'une impulsion courte qui se réfléchit sur le réseau de Bragg.

Cette impossibilité à reproduire fidèlement le profil du réseau physique en interrogeant le réseau avec un SWIFTS en mode Lippmann nous amène à proposer une version d'interrogateur en mode Gabor.

2.4.3 L'utilisation d'un SWIFTS Gabor pour l'étude de FBG

Il est très intéressant de regarder la configuration suivante par une expérience de pensée suivante pour l'étude d'un réseau de Bragg. On considère un réseau de Bragg simple comme dans la partie 2.4.1 sauf qu'ici nous n'utilisons pas un SWIFTS en configuration Lippmann mais un SWIFTS en configuration Gabor selon le schéma de la figure FIG. 21 : une courte impulsion est envoyé sur l'une des entrées du SWIFTS Gabor tandis que l'autre entrée reçoit la réflexion de l'impulsion sur un réseau de Bragg simple, soit une sinusoïde correspondant à la modulation d'indice. Avec le SWIFTS Gabor, on ne réalise plus une autocorrélation mais directement une corrélation entre l'impulsion courte et la sinusoïde ce qui permet de reconstruire exactement le profil du réseau physique. S'il y a égalité entre les deux chemins optiques alors le profil du réseau sera reconstitué au milieu du SWIFTS Gabor. En scannant ou balayant le chemin optique, on reconstitue la totalité du profil du réseau.

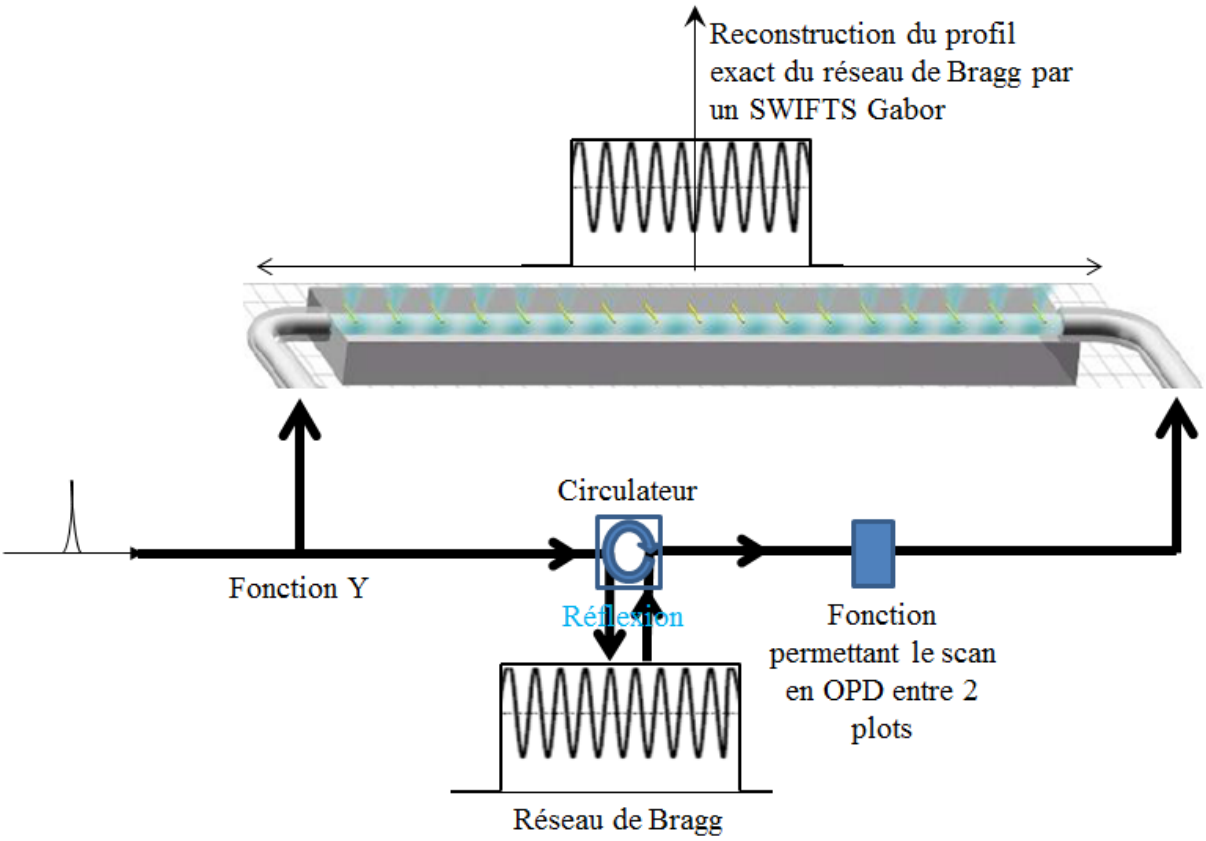
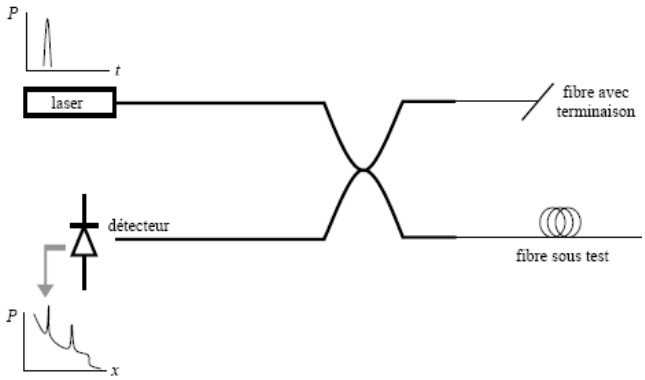


FIG. 21 : Expérience permettant de reconstruire précisément le profil d'un réseau de Bragg en utilisant un SWIFTS Gabor.

Cette méthode se rapproche de la réflectométrie à faible cohérence ou OCLR [12]. En effet, cette méthode permet la détection, la localisation et la quantification des discontinuités ainsi que des défauts de fabrication présents au sein des composants photoniques comme les réseaux de Bragg par exemple. Il existe plusieurs méthodes de réflectométrie : la réflectométrie optique dans le domaine temporel (OTDR figure FIG. 22-a) dont la résolution et la dynamique sont insuffisantes en vue de l'analyse des réseaux de Bragg (résolution spatiale de l'ordre de quelques centimètres), la réflectométrie dans le domaine fréquentiel (OFDR figure FIG. 22-b) qui améliore sensiblement la dynamique et enfin la réflectométrie dans le domaine de la cohérence (OCLR figure FIG. 22-c) qui améliore encore la dynamique et la résolution. Avec cette méthode, des réflexions séparées de distances inférieures à 10 µm [12] peuvent être identifiées et quantifiées. La réflectométrie dans le domaine de la cohérence est celle qui est la plus proche de l'expérience avec un SWIFTS-Gabor présentée ci-dessus.

Fig. a



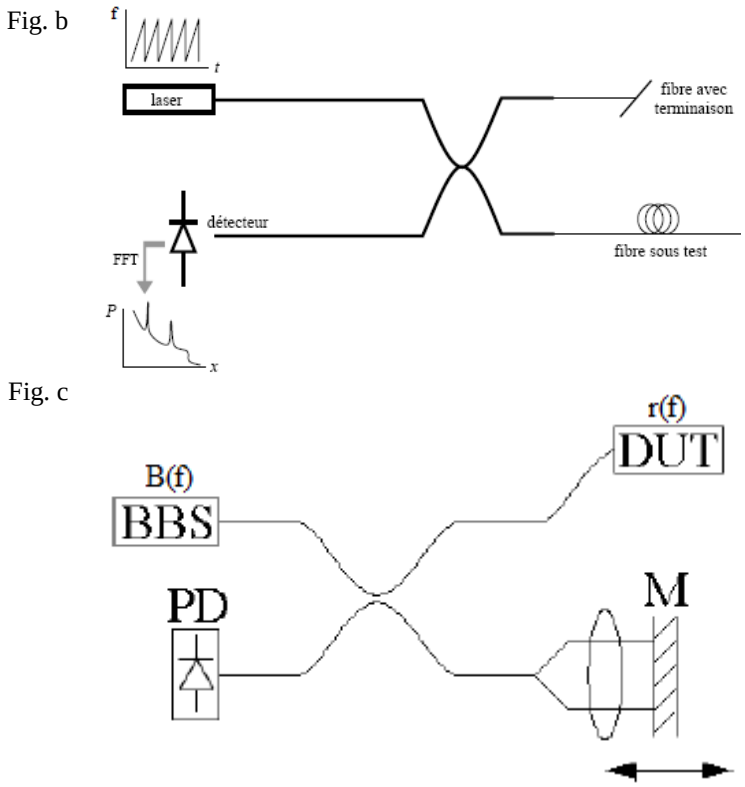


FIG. 22 : (a) et (b) Principe respectifs simplifiés de la réflectométrie temporelle et fréquentielle. (c) Principe simplifié de la réflectométrie à faible cohérence. BBS : source blanche, PD : photo-détecteur, M : miroir amovible, DUT : composant sous test. Extrait de [12].

L'OTDR [13], [14] consiste essentiellement à enregistrer en fonction du temps la puissance optique réfléchie le long de la fibre. L'amplitude du signal détectée dépend des atténuations et des imperfections de la fibre (connecteurs, soudure etc…). L'OFDR [15] utilise comme source un laser modulé par des variations linéaires de fréquence pour surmonter la pauvre résolution spatiale. Le signal détecté correspond aux réponses spectrales des points réflecteurs localisés le long du composant sous test.

L'OCLR [16], [17] est basé sur le principe décrit précédemment de l'interféromètre de Michelson. La distribution des interférences, entre les réflexions du composant sous test et celle de la source sur le miroir, en fonction de la position du miroir mobile c'est-à-dire de l'OPD constitue le réflectogramme.

L'amélioration avec le spectromètre SWIFTS Gabor consiste d'une part en sa compacité car les interférences se font directement dans le SWIFTS mais aussi dans une résolution spatiale meilleure. Cette expérience ne sera pas traitée dans la suite. La fonction permettant le scan de l'OPD a été étudiée par Jérôme Ferrand [1] bien qu'il ait finalement utilisé un variateur externe. L'étude a porté sur des variateurs d'OPD utilisant un effet thermo-optique grâce à l'utilisation d'électrodes métalliques au dessus des guides permettant de chauffer le substrat de verre et ainsi de faire varier l'OPD par deux mécanismes : la dilatation thermique et la variation thermique de l'indice. Ces phénomènes sont par ailleurs présents lorsqu'on applique une variation de température à un réseau de Bragg. Dans le SWIFTS en moyen-infrarouge qui sera décrit au chapitre 6, l'effet électro-optique sera utilisé pour scanner les franges mesurées en OPD.

2.4.4 Echantillonnage

L'échantillonnage en traitement du signal :

En traitement du signal, lorsqu'on échantillonne un signal, il est nécessaire de choisir une fréquence d'échantillonnage adaptée au signal. Dans l'exemple ci-dessous, la fréquence d'échantillonnage f_e est mal définie car les signaux bleu et rouge ont les mêmes échantillons bien qu'ils présentent une fréquence très différente (cf. FIG. 23).

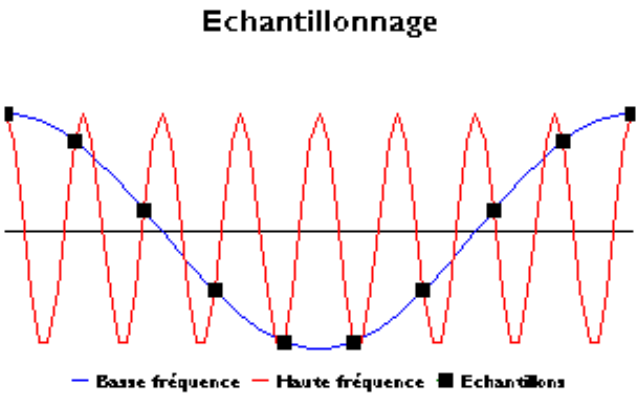


FIG. 23 : Exemple d'échantillonnage avec une fréquence d'échantillonnage mal définie.

L'échantillonnage dans SWIFTS :

Dans SWIFTS, l'espacement entre les plots dans SWIFTS définit la largeur de la fenêtre d'échantillonnage ou le pas d'échantillonnage.

Pour remonter au spectre de la source, on réalise en pratique la transformée de Fourier rapide (la FFT est couramment utilisée en traitement numérique et dérive de la transformée de Fourier discrète TFD) de l'interférogramme, il est donc indispensable de numériser cet interférogramme et de l'échantillonner. Un interférogramme échantillonné I_k est un interférogramme qui n'est connu que pour des valeurs discrètes de la différence de marche qui sont des multiples entiers du pas d'échantillonnage $p = 1/f_e$.

$$I_k = I(kp) = \mathrm{I}_0 \cos(2\pi kp\sigma)\,. \tag{2.27}$$

La constitution du signal échantillonné $I_e(\lambda)$ est obtenue par la multiplication du signal analogique $I_a(\lambda)$ par un peigne de Dirac d'amplitude unité et d'espacement égale au pas d'échantillonnage p :

$$I_e(\lambda) = I_a(\lambda) \times \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(\lambda - np)\,. \tag{2.28}$$

Sachant que la multiplication de deux signaux dans le domaine temporel correspond à la convolution des spectres de ces deux signaux dans le domaine fréquentiel, le spectre $B_e(\sigma)$ du signal échantillonné vaut :

$$B_e(\sigma) = B_a(\sigma) \otimes \frac{1}{p} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(\sigma - n/p) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} B_a(\sigma - n/p)\,. \tag{2.29}$$

L'échantillonnage de l'interférogramme provoque donc une périodisation de son spectre avec une période $1/p$ correspondant à l'inverse de la longueur de la fenêtre d'échantillonnage. Cette périodisation se retrouve aussi bien sur les nombres d'onde positifs que sur les nombres d'onde négatifs et c'est ce qui créé un problème. En effet, l'existence du spectre image conduit à un recouvrement du spectre des fréquences positives sur le spectre des fréquences négatives, appelé phénomène de repliement du spectre.

On définit alors l'intervalle spectral libre (ISL) par l'intervalle maximal de longueur d'onde pour qu'il n'y ait pas de phénomène de repliement lors du calcul de la FFT.

Si l'intervalle spectrale étudié est $[\sigma_{min}; \sigma_{max}]$ (cf. FIG. 24) et que l'on souhaite conserver l'information sur l'ensemble de la bande spectrale, il faut que l'intervalle spectral libre de largeur $\Delta\sigma$ contienne entièrement le domaine spectral de la source $[\sigma_{min}; \sigma_{max}]$ mais aussi l'intervalle $[-\sigma_{max}; -\sigma_{min}]$ couvrant un domaine spectral de largeur $2\sigma_{max}$.

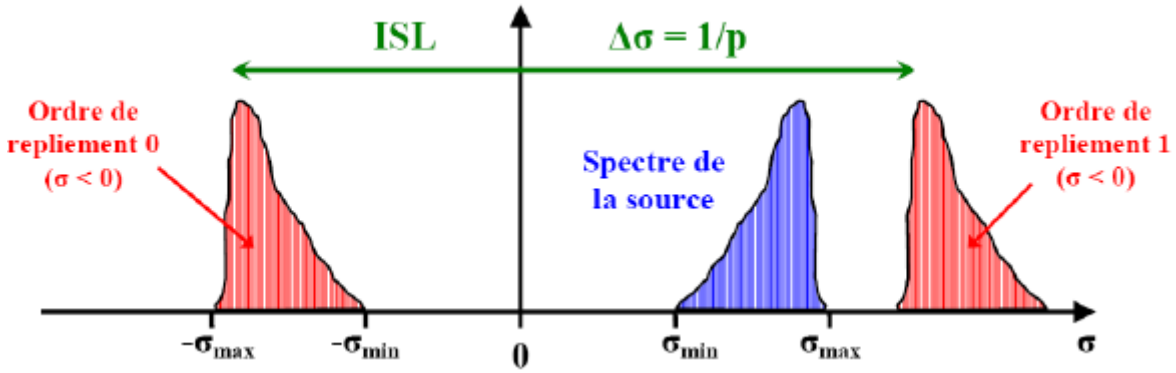


FIG. 24 : Echantillonnage de l'interférogramme : l'ISL $\Delta\sigma$ doit d'une part être supérieure à la largeur de la source étudiée mais doit aussi contenir le spectre des nombres d'ondes négatifs. On doit donc prendre $\Delta\sigma > 2\sigma_{max}$.

Pour éviter le repliement spectral, l'échantillonnage doit donc respecter [18]:

$$\Delta\sigma > 2\sigma_{max} \Rightarrow p < \lambda_{min}/2\,. \tag{2.30}$$

où λ_{min} est la longueur d'onde minimale correspondant au nombre d'onde maximal σ_{max}.

On retrouve ici le théorème d'échantillonnage de Nyquist-Shannon [19] qui stipule que lorsque le spectre d'un signal s'étend sur un domaine spectral fini alors ce signal peut être échantillonné sans pertes d'informations avec l'exigence que la fréquence d'échantillonnage soit égale ou supérieure au double de la fréquence maximale contenue présente dans ce signal. Les fréquences supérieures à la moitié de la fréquence d'échantillonnage introduisent le recouvrement spectral appelé repliement.

La fréquence d'échantillonnage ne peut donc pas être prise au hasard au risque d'obtenir un spectre incorrect.

Pour le calcul du rapport entre la période spatiale des différents paquets de l'interférogramme et la longueur d'onde λ, dans le cas courant avec SWIFTS où l'interférogramme n'est pas parfaitement échantillonné, il faut prendre en compte le pas d'échantillonnage p défini ci-dessus. En tenant compte de ce sous-échantillonnage, cette relation entre la longueur d'onde et la période spatiale (c'est à dire l'interfrange d'un paquet d'onde réfléchis par une fibre de Bragg noté i_{Bragg}) est donnée par :

$$i_{Bragg} = \lambda/p. \tag{2.31}$$

La valeur de p peut être déduite du numéro de la fenêtre de repliement (ou de l'ordre de repliement) dans laquelle est reconstituée l'interférogramme. En effet le nombre de franges de l'interférogramme réel contenues dans une fenêtre détermine le numéro de la fenêtre de repliement (en multipliant ce nombre de franges par 2). Par exemple pour la fenêtre de repliement numéro 100, l'interférogramme réel contient 50 franges (100/2) dans cette fenêtre. Le sous-échantillonnage de SWIFTS induit ainsi la représentation d'une seule frange. Ainsi l'exemple de la figure FIG. 23 ci-dessus correspond à un échantillonnage dans la fenêtre de repliement 8.

Enfin nous verrons dans le chapitre 3 que la longueur d'onde réfléchie par un réseau de Bragg est reliée au pas du réseau physique par la relation $\lambda_{Bragg} = 2n_{eff}\Lambda$ (formule 3.5) où Λ est le pas du réseau et n_{eff} l'indice effectif dans la fibre. On peut alors définir le lien entre le réseau physique et l'interfrange des paquets d'onde de l'interférogramme :

$$i_{Bragg} = \frac{2n_{eff}\Lambda}{p}. \tag{2.32}$$

2.5 Bilan et comparaison de la technologie SWIFTS aux autres spectromètres

Avant de comparer les spectromètres utilisant la technologie SWIFTS aux autres spectromètres utilisables comme interrogateur de fibre de Bragg, il est nécessaire de présenter en détail la gamme des spectromètres SWIFTS commercialisés par Resolution Spectra Systems et leurs performances dans le but d'étudier les FBGs.

2.5.1 La résolution spectrale

Avant de comparer les différentes versions de spectromètres pouvant être utilisés dans l'étude des réseaux de Bragg, il est nécessaire d'introduire le concept de résolution spectrale d'un spectromètre.

La résolution spectrale représente en fait l'intervalle spectral minimum entre deux raies pour qu'elles puissent être différenciées. Elle correspond aussi à la largeur à mi-hauteur minimale mesurée par le spectromètre pour une source monochromatique.

On définit alors le pouvoir de résolution spectrale, noté R équivalent au nombre de franges (formule 2.7). Plus le pouvoir de résolution est grand, plus le spectre obtenu sera détaillé et plus on pourra distinguer deux raies proches.

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{\sigma}{\Delta\sigma}. \tag{2.33}$$

avec $\Delta\lambda$ et $\Delta\sigma$ les largeurs à mi-hauteur respectives en longueur d'onde ou en nombre d'onde. Le pouvoir de résolution R dans le spectromètre SWIFTS est donc définit ainsi :

$$R = \frac{2n_{SWIFTS}L}{\lambda}. \tag{2.34}$$

Ainsi la résolution spectrale pour une longueur d'onde donnée est uniquement limitée par longueur optique $n_{SWIFTS}L$ et augmenter L permet donc d'augmenter théoriquement la résolution spectrale sans limite intrinsèque.

2.5.2 Différentes versions de spectromètre utilisant la technologie SWIFTS

On peut noter trois versions intéressantes de spectromètres SWITFS pour des applications utilisant des fibres de Bragg :

- Le ZOOM Spectra
- Le MICRO Spectra
- Le WIDE Spectra

Le ZOOM Spectra est le premier spectromètre développé bénéficiant de la technologie SWIFTS. C'est le premier des spectromètres de la gamme SWIFTS et il est principalement dédié à l'analyse de la stabilité et à la caractérisation de laser ultrafin ou à l'étude de la multi-modicité de certaines sources fines, ces résultats sont décrits par Christophe Bonneville, Fabrice Thomas *et al.* [20], [21]. Il permet aussi d'effectuer des mesures de tomographie par cohérence optique (OCT) et enfin d'interroger des réseaux de Bragg (cf. article annexe A). C'est le spectromètre qui est utilisé au cours des expériences présentées dans cette thèse car il présentait (pendant la durée de la thèse) le meilleur compromis entre la résolution spectrale et la largeur de bande spectrale par mesure, 9 nm (849,2 à 857,7 nm) autour de 850 nm. Les capteurs CCD utilisés dans le ZOOM Spectra ont un fonctionnement très rapide permettant une fréquence d'acquisition de 30 kHz.

Le MICRO Spectra est une version plus intégrée et plus compacte du ZOOM Spectra basée sur des capteurs plus facile à réaliser (des capteurs CMOS). Il permet aussi des mesures de haute résolution bien que légèrement inferieure à celle du ZOOM. Sa compacité et son prix sont inégalés sur le marché. Il pourrait être très intéressant pour réaliser des applications de mesure par FBG à faible coût. Une bande spectrale plus étroite que celle du ZOOM, 6 nm autour de 850 nm (848 à 854,2 nm), et une résolution légèrement moins élevée sont les

inconvénients qui ont fait que, dans notre démarche de capteur de très haute précision (chapitre 5), nous n'avons pas sélectionné le MICRO. De plus, cet instrument ne permettait pas d'utiliser de fonction trigger au moment de son utilisation (déclencheur provoquant l'exécution d'une mesure). Or cette fonction est absolument nécessaire pour les expériences de terrain en géophysique.

Enfin le WIDE Spectra est un spectromètre matriciel permettant une entrée vers 8 voies ou 16 voies. Il est en cours de développement dans sa version en 1 vers 16 à l'heure de l'écriture de cette thèse. C'est la perspective la plus intéressante car sa bande spectrale est très étendue, environ 100 nm (801 à 900 nm) autour de 850 nm. Cette largeur est donc 16 fois plus grande (en cm^{-1}) que celle du MICRO (86 cm^{-1}) car le WIDE est le multiplexage sur 16 voies en parallèle de la configuration MICRO. Il permettrait donc un multiplexage de capteurs de Bragg très important. Ici on parle donc d'une configuration avec une voie unique en entrée, on pourrait par ailleurs développer une entrée sur plusieurs voies pour adresser un plus grand nombre de capteur.

Le tableau ci-dessous résume les différentes caractéristiques du ZOOM, du MICRO et du WIDE pour des applications utilisant des FBGs à 850 nm.

Les spectromètres SWIFTS :	ZOOM Spectra	MICRO Spectra	WIDE Spectra (1→16)
Largeur de bande spectrale par mesure autour de 850 nm (en cm^{-1} et en nm)	117 cm^{-1} $[849{,}2 - 857{,}7]$ 8,5 nm	86 cm^{-1} $[848{,}0 - 854{,}2]$ 6,2 nm	1373 cm^{-1} $[801 - 900]$ 99 nm
Multiplexage maximum sur une seule fenêtre à 850 nm (en nombre de FBG de FWHM de 100 pm) pour une déformation de ±1 mε* ou ±100 nε avec pré-tension	4 (pour 1 mε) 40 k (théorique) (pour 100 nε)	3 (pour 1 mε) 40 k (théorique) (pour 100 nε)	49 (pour 1 mε) 490 k (théorique) (pour 100 nε)
Résolution spectrale à 850 nm	10 pm	14,8 pm	14,8 pm
Précision	1 pm	14,8 pm	14,8 pm
Fréquence de mesure	30 kHz	1 à 10 Hz	1 à 10 Hz
Dimensions (en cm)	8,3 x 9,1 x 12,6	Ø 9,1 x 2	9 x 6 x 10
Coût (en k€) standard (nombre de bandes spectrales ouvertes)	15 (3 bandes)	7 (3 bandes)	13 (1 bande)

Table 3 : Caractéristiques du spectromètre : résolution, largeur de bande, multiplexage (*environ 2 nm par FBG car sensibilité de 1pm/με), fréquence de mesure, dimensions et coûts pour le ZOOM, MICRO et WIDE Spectra.

Ici nous ne nous intéressons qu'à la bande de longueur d'onde autour de 850 nm. Notons toutefois qu'avec le même instrument, on peut adresser d'autres bandes de même largeur (en σ) entre 600 et 1100 nm. Ce qui est finalement un avantage par rapport à de nombreux autres interrogateurs.

Les spectromètres basés sur la technologie SWIFTS et en particulier le ZOOM Spectra sont adaptés à l'étude des FBGs de très petite largeur à mi-hauteur. Par ailleurs l'utilisation de

l'interférogramme en fait un spectromètre plus performant pour aller vers des mesures de très haute précision.

2.5.3 Différents interrogateurs

Comme nous l'avons vu précédemment et comme nous le verrons plus en détail dans le chapitre 3, il existe de nombreux profils de réseaux de Bragg mais la structure standard utilisée pour comparer les différentes méthodes d'interrogation est un réseau de Bragg simple c'est-à-dire en termes de spectre, une fonction de réflectivité gaussienne centrée sur la longueur d'onde de Bragg et de largeur à mi-hauteur connue.

Le but des techniques d'interrogation des FBGs est de convertir le décalage spectral de la signature du réseau de Bragg (spectre dans la majeure partie des cas et interférogramme dans notre cas), du à une perturbation extérieure, en une variation de signal électrique de caractéristiques adéquates pour obtenir l'information sur la perturbation. La figure ci-dessus présente ce type d'interrogation de manière générale.

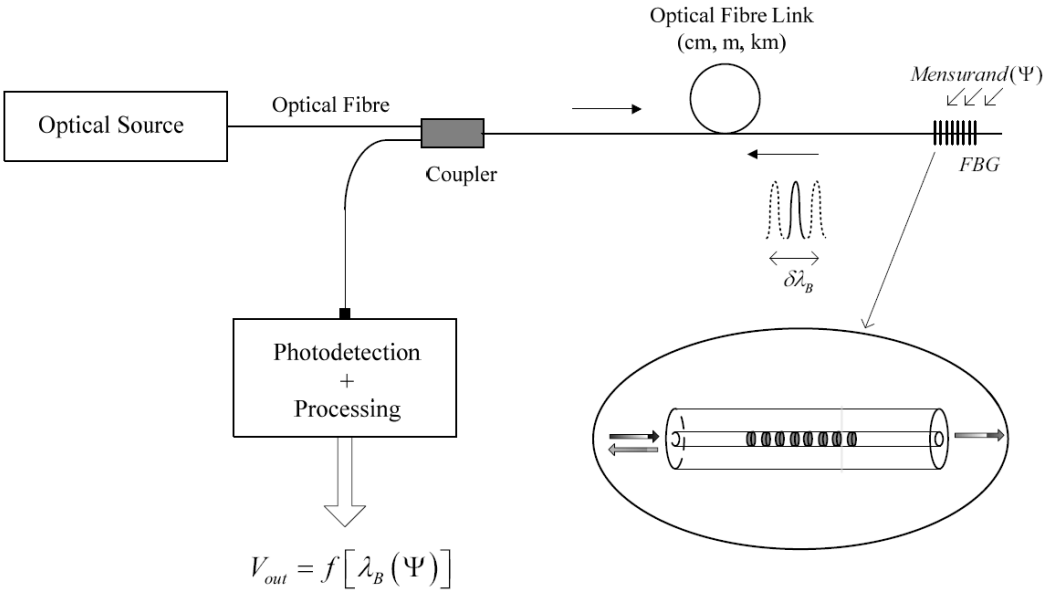


FIG. 25 : Principe général pour l'interrogation de capteur par fibre de Bragg. La perturbation Ψ entraine un décalage de la longueur d'onde de Bragg mesuré par la méthode d'interrogation. Extrait de *Fiber Bragg Grating Sensors: Recent Advancements, Industrial Applications and Market Exploitation* [22].

Les techniques d'interrogation sont nombreuses et ont chacune leur spécificité. Tout d'abord le système d'interrogation doit permettre une transduction reproductible de la variation de la longueur d'onde de Bragg. Ensuite, on peut malgré les différences dégager des facteurs communs : une forte sensibilité, une large bande de mesure, une immunité aux fluctuations de puissance optique, une faible sensibilité à l'environnement, la possibilité de faire du multiplexage, la simplicité et un coût faible. Certaines de ces caractéristiques coexistent difficilement et il faudra alors chercher un compromis.

Le nombre important de techniques différentes d'interrogation ne permet pas de toutes les traiter ici et nous nous focaliserons donc sur 2 méthodes d'interrogation utilisées au cours de cette thèse : la première utilisant des lasers fibrés accordables à balayage (tunable swept fiber laser) et la deuxième utilisant des spectromètres à réseaux de diffraction. Ces deux méthodes

sont validées par des équipements commerciaux d'interrogation de FBGs : les instruments sm125 et si225 de chez Micron Optics et les spectromètres USB2000+ et HR4000 de chez Ocean Optics. Nous avons choisi ces deux types d'instrument car ils permettent de couvrir une large gamme : d'un côté haute résolution et fréquence de mesure assez lente et de l'autre faible résolution mais haute fréquence de mesure. Ces 2 méthodes d'interrogation seront comparées à celle utilisée dans cette thèse, la spectrométrie à transformée de Fourier avec le ZOOM Spectra.

2.5.3.1 L'interrogation par un laser fibré accordable (Micron Optics)

Environ la moitié des capteurs par fibres optiques déployés aujourd'hui sont mesurés avec une instrumentation contenant la technologie Micron Optics. Un laser fibré à longueur d'onde accordable conventionnel modifie la longueur d'onde à l'aide d'un filtre de longueur d'onde accordable (par contrôle de l'épaisseur d'un filtre Fabry-Perot accordable [23]) placé dans la cavité laser. La technologie Micron Optics utilise un filtre Fabry-Perot (contrairement à Ocean Optics cf. 2.5.3.2 qui utilise un réseau de diffraction). Cette technique a ainsi des limitations fondamentales due à la fréquence de balayage et à la gamme maximale balayée puisqu'elle repose, comme presque toutes les sources de lumière permettant un balayage en longueur d'onde, sur une partie mécanique pour déplacer les éléments de filtrage optique ou déplacer les miroirs mobiles.

Les interrogateurs de capteurs optiques de Micron Optics sont donc basés sur la technologie des lasers fibrés à balayage. La source accordable opère dans la gamme spectrale [1470-1630] nm. Les spectres de FBGs peuvent être mesurés et traités par des voies de détection indépendantes (allant de 1 à 16 voies). La forte puissance de sortie du laser permet une interrogation à longue-distance et l'éclairage d'un nombre de capteurs importants (une centaine). Des mesures statiques (1 à 10 Hz) peuvent être effectuées selon l'application recherchée. Les deux interrogateurs seront utilisés sur des fibres de Bragg de longueur d'onde centrale 1550 nm (chapitre 4) et présentent les caractéristiques suivantes :

Les interrogateurs Micron Optics :	**sm 125-500** **4 voies**	**sm 225-800** **16 voies**
Largeur de bande spectrale par mesure autour de 1550 nm (en nm)	$[1510 - 1590]$ 80 nm	$[1510 - 1590]$ 80 nm
Multiplexage maximum à 1550 nm (en nombre de FBG) avec une gamme standard de +/- 1 nm	60 (pour 1 mε)	240 (pour 1 mε)
Résolution spectrale à 1550 nm en mode analyseur de spectre (en pm)	5 pm	5 pm
Fréquence de mesure	2 Hz	0,5 Hz
Dimensions (en cm)	11,7 x 23,4 x 13,5	43,5 x 44,2 x 4,5
Coût (en k€)	15	17

Table 4 : Caractéristiques des interrogateurs Micron Optics : résolution, largeur de bande, multiplexage, fréquence de mesure, dimensions et coût pour le sm 125-500 et le sm 225-800.

La résolution spectrale définie par cette méthode dépend ainsi partiellement de la finesse (écart entre deux pics spectraux rapporté à la largeur d'un pic) du filtre de Fabry-Perot utilisé. Avec une finesse pouvant aller jusqu'à quelques dizaines de nanomètres cela se traduit par des performances en résolution typiquement meilleures que 5 pm.

De plus, l'avantage majeur de la technologie Micron Optics par rapport à la spectrométrie par transformée de Fourier est la largeur de bande bien supérieure à l'exception de celle du WIDE Spectra. En contrepartie la technologie SWIFTS ne présente aucune partie mobile pour le scan de la longueur d'onde. Sa fréquence d'acquisition bien plus importante autorise de faire une moyenne des échantillons par seconde permettant d'augmenter la précision de mesure d'un facteur 10. Actuellement la précision du ZOOM est de l'ordre de 1 pm.

2.5.3.2 L'interrogation par un spectromètre à réseau de diffraction (Ocean Optics)

Les spectromètres à réseaux utilisent le phénomène de diffraction de la lumière à travers un réseau. La lumière est déviée par diffraction. L'angle de déviation est d'autant plus grand que la longueur d'onde est grande. Ce principe de spectromètre à réseaux de diffraction couplé à des CCD (utilisé par Blair *et al.* [24]) est celui utilisé sur le spectromètre commercial USB2000+ et le HR4000. Ce système d'interrogation permet d'interroger un grand nombre de capteurs. Cependant pour obtenir une bonne résolution dans la détection de la longueur d'onde de Bragg cela implique que le nombre de traits du réseau de diffraction qui seront éclairés soit important. Cela augmente donc la taille et le coût du système ce qui fait que cette solution d'interrogation n'est intéressante que dans le cas d'un multiplexage important de capteurs ou si l'application ne nécessite pas une haute résolution.

Les interrogateurs Ocean Optics :	**USB2000+ VIS-NIR**	**HR4000 Custom**
Largeur de bande spectrale (en nm)	$[350 - 1000]$ 650 nm	$[820 - 880]$ 60 nm
Multiplexage maximum à 850 nm (en nombre de FBG) avec une gamme standard de +/- 1 nm	325 (pour 1 mε)	30 (pour 1 mε)
Résolution spectrale à 850 nm (en pm)	1500 pm	40 pm
Fréquence de mesure	1 kHz	250 Hz
Dimensions (en cm)	8,91 x 6,33 x 3,44	14,86 x 10,48 x 4,51
Coût (en k€)	4	4

Table 5 : Caractéristiques des interrogateurs Ocean Optics : résolution, largeur de bande, multiplexage, fréquence de mesure, dimensions et coût pour le USB2000+ et le HR4000.

La technologie développée par Ocean Optics permet quant à elle soit d'avoir une résolution moyenne (40 pm) sur une grande plage de longueur d'onde avec le HR4000 ou encore une résolution très faible (1,5 nm) sur une très grande plage de longueur d'onde avec le USB2000+. Le problème des spectromètres à réseau de diffraction est qu'ils dépendent d'une stabilité géométrique de l'ensemble mécanique contrôlant l'angle de déviation.

Au contraire, l'interrogation par interférométrie notamment dans le domaine de Fourier entraine une résolution proportionnelle au déséquilibre de chemin optique entre les voies de l'interféromètre qui est donc limitée par la longueur de cohérence de la source de Bragg (lumière réfléchie sur le réseau de Bragg). Ainsi à 850 nm pour un $\Delta\lambda$ de 0,15 nm, la longueur de cohérence L_c vaut 0,5 cm en utilisant la formule (2.6). Pour $L_c = 1\ cm$ et une fréquence de mesure supérieure à 1 kHz (permettant une résolution sur la phase de 1 µrad/$\sqrt{\text{Hz}}$), il est possible en théorie de détecter des variations de longueur d'onde dans la gamme 10^{-5} pm [22] ce qui correspond à une résolution pour une mesure de déformation de quelques dizaines de pm/$\sqrt{\text{Hz}}$. La mesure de déformation par réseau de Bragg sera l'objet des chapitres suivants et nous reviendrons sur la limite théorique de mesure.

2.5.4 SWIFTS visible, radio et moyen-infrarouge

La technologie SWIFTS est réutilisable dans pratiquement tous les domaines de longueur d'onde pour de nombreuses applications différentes. En effet, la technologie SWIFTS utilisée dans les longueurs d'onde du visible, [400-1000] nm, est un concept très compétitif pour les instruments dans le spatial car sa compacité permet d'économiser beaucoup de poids et de volume instrumental pour des performances similaires aux spectromètres lourds et encombrants. Une étude détaillée sur l'utilisation du SWIFTS en environnement spatial a été réalisée par le Coarer *et al.* [25].

La technologie SWIFTS est aussi utilisée dans d'autres gammes de longueur d'onde, il a notamment été proposé de transposer le concept de SWIFTS au domaine RF (des fréquences radio) où les longueurs d'onde sont plus grandes. Les prototypes réalisés fonctionnent dans la gamme [0,3-5] GHz et permettent la mesure du spectre des ondes émises par un téléphone portable ou plus récemment sur la gamme [19-25] GHz permettant de résoudre les raies d'émission de l'eau, publié par Hemour *et al.* [26]–[29]. Dans le domaine millimétrique (longueur d'onde de l'ordre du millimètre), la thèse de N. Boudou [30] permet de répondre à un des besoins des astronomes : des mesures spectrales large-bande.

Au cours de cette thèse, j'ai par ailleurs participé sous la direction de Guillermo Martin au projet de développement d'un SWIFTS dans la bande L (3 à 4 µm) en moyen-infrarouge. Cette recherche sera développée dans le chapitre 6.

2.6 Conclusion sur les applications possibles de SWIFTS

Nous avons vu dans ce chapitre qu'un spectromètre par transformée de Fourier dans la configuration Lippmann permet de mesurer l'autocorrélation d'une source de lumière. Ici la source qui nous intéresse est en fait la réflexion produite par un réseau de Bragg. Nous avons ensuite expliqué de manière détaillée le lien entre l'interférogramme et le spectre. Dans ce contexte l'utilisation de l'autocorrélation sur des réseaux de Bragg permet une mesure directe du profil de l'indice du réseau ouvrant la voie à une caractérisation de défaut par exemple. Sauf dans le cas de réseaux à pas variable où seul un SWIFTS-Gabor permettant de réaliser une intercorrélation entre la source et la réflexion du réseau de Bragg permettra de récupérer le profil exact du réseau de Bragg à pas variable.

La technologie SWIFTS implantée dans les spectromètres ZOOM, MICRO et WIDE Spectra présente de nombreux avantages mais aussi quelques inconvénients par rapport aux autres méthodes d'interrogation des fibres de Bragg. L'avantage majeur d'une très haute résolution pour un spectromètre de cette taille ouvre la voie à des nombreuses applications comme la caractérisation de laser et de leur stabilité modale [21].

Ensuite et de manière générale nous pouvons avancer que la technique d'interrogation de capteur par fibre de Bragg reposant sur la spectrométrie par transformée de Fourier, et en particulier la technologie SWIFTS, est non seulement conceptuellement attirante mais peut aussi être une alternative particulièrement intéressante aux autres méthodes d'interrogation des fibres de Bragg que sont la spectrométrie par réseau de diffraction ou celle utilisant des lasers fibrés à balayage. La spectrométrie par transformée de Fourier présente aussi des avantages dans les mesures d'OCT [20]. Notamment la grande profondeur de scan (40 mm avec un ZOOM Spectra), le faible coût et une grande compacité par rapport aux instruments d'OCT actuels. La résolution spatiale (20 µm) et la vitesse d'acquisition (5 kHz) sont correctes mais les systèmes d'OCT actuels peuvent atteindre des spécifications encore plus élevées sur ces deux paramètres (1 µm / 100 kHz).

L'inconvénient majeur de ce type de spectrométrie dans une version avec une seule bande spectrale ouverte est justement la largeur étroite de cette bande spectrale. Pour une application à un capteur de Bragg cela ne posera pas de problème mais pour une application utilisant un réseau de capteur, il faudra alors se diriger vers un spectromètre de type WIDE utilisant une matrice de guide pour agrandir la plage de mesure.

La technologie SWIFTS est basée sur l'optique intégrée, ce qui fait de cet instrument une perspective intéressante pour des mesures de terrains par fibre de Bragg en génie civil, géophysique ou sureté nucléaire (cf. chapitres 4 et 5). En effet, sa taille et son poids en font un outil intégrable très facilement et à faible consommation. Ce sont ces mêmes raisons qui font de SWIFTS un instrument intéressant en astrophysique ou dans le spatial. On voit que le développement du SWIFTS-visible (avec l'application de suivi des taux de CO_2 par exemple) ou d'un SWIFTS IR va dans ce sens. Ce type de SWIFTS sera développé dans le chapitre 6.

Dans ce chapitre nous avons pu comprendre pourquoi l'étude de réseaux de Bragg particuliers avec la technologie SWIFTS est une nouveauté. Dans le chapitre suivant, nous verrons des mesures effectuées avec un ZOOM sur des réseaux de Bragg spécifiques permettant d'optimiser le signal sur bruit, dans le but d'aller vers la haute précision pour un capteur de Bragg pour une configuration de terrain.

Chapitre 3

Caractérisation de réseaux de Bragg par SWIFTS

Sommaire

3.1 L'indice de réfraction optique 47
3.2 La fibre optique 48
3.2.1 Paramètres caractéristiques des fibres optiques 48
3.2.2 Théorie du guidage 50
3.2.2.1 Théorie des rayons 50
3.2.2.2 Théorie électromagnétique 50
3.2.3 Avantages et inconvénients des fibres optiques 51
3.3 Les réseaux de Bragg 54
3.3.1 Fabrication et principe d'utilisation des réseaux de Bragg 54
3.3.2 Quelques réseaux de Bragg particuliers 57
3.3.3 Théorie des modes couplés pour les FBGs 59
3.4 L'interrogation des FBGs avec SWIFTS 61
3.4.1 L'interrogation par le spectre 61
3.4.2 L'interférogramme contient potentiellement plus d'information le spectre 63
3.4.3 SWIFTS pour interroger des FBGs spécifiques 64
3.4.3.1 Réseau de Bragg simple court et long 64
3.4.3.2 Réseau de Bragg à saut de phase (PSFBG) 67
3.4.3.3 Cavité Fabry-Perot à réseaux de Bragg (GFPC) 70
3.4.4 Choix du réseau en fonction du bruit et de la sensibilité de la mesure 72
3.5 Simulation 74
3.5.1 Réseau de Bragg simple 77
3.5.2 Réseau de Bragg à saut de phase 78
3.5.3 Cavité Fabry-Perot à réseaux de Bragg 79
3.6 Paramètres spécifiques pour une expérience avec un GFPC 80
3.6.1 Réflectivité 80
3.6.2 Longueur de la cavité 82
3.6.3 Longueur des réseaux de Bragg définissant la cavité 84
3.6.4 Fréquence du paquet d'onde 85

3.6.5 Sensibilités croisées à la température et à la déformation 87
3.6.6 Décorrélation entre température et déformation..... 88
3.6.6.1 Décorrélation par des diamètres différents 88
3.6.6.2 Elimination de la variation de température : la fibre athermale 91
3.7 Conclusion..... 93

Dans le chapitre précédent nous avons présenté le concept de SWIFTS. Nous avons vu que SWIFTS est un spectromètre dont la haute résolution permet d'entrevoir des applications dans des domaines nécessitant des mesures de variation de spectre très précises. Dans ce chapitre, nous nous intéressons à associer le principe de SWIFTS avec des capteurs déjà très connus et utilisés, les fibres à réseaux de Bragg.

Nous commençons par rappeler quelques principes de base sur les fibres optiques pour ensuite introduire plus spécifiquement les capteurs par fibres de Bragg. Puis, nous nous intéressons de manière plus théorique à certains réseaux de Bragg particuliers, avant de voir les innovations que peut apporter la technologie SWIFTS en tant qu'interrogateur de fibre de Bragg, ce que nous avons déjà commencé à comprendre dans le chapitre précédent. Enfin, nous verrons quelques remarques spécifiques concernant les paramètres des réseaux de Bragg qui seront utilisés dans les expériences décrites dans les chapitres suivants.

3.1 L'indice de réfraction optique

L'indice de réfraction, noté n, est une grandeur sans dimension caractéristique décrivant le comportement de la lumière dans un milieu. Il dépend de la longueur d'onde de mesure mais aussi, et surtout, des caractéristiques de l'environnement dans lequel se propage la lumière. En effet, l'indice de réfraction est une grandeur liée aux propriétés optiques, cristallographiques ou encore diélectriques de la matière.

Exemples : air $n = 1{,}00027$; eau $n = 1{,}3330$; vide $n = 1$.

L'indice de réfraction optique est une grandeur fondamentale dans l'étude des réseaux de Bragg. En effet, c'est une modulation de l'indice optique de la fibre qui permet de créer ce dit réseau de Bragg et qui permet d'obtenir des particularités de réflexions de la lumière dans la fibre. Chaque variation de l'indice de réfraction entraîne un phénomène de réflexion. Ainsi la modulation d'indice sinusoïdale dans un réseau de Bragg va créer une série de réflexions qui sera analysée.

L'indice de réfraction étant une grandeur caractérisant une interaction entre la lumière et la matière, elle est intrinsèquement dépendante des caractéristiques du milieu et de l'onde électromagnétique incidente. L'indice du milieu dépend donc des paramètres qui caractérisent ce milieu comme la température, la pression et la densité. Les déformations imposées à un matériau modifient également son indice et c'est une des perturbations qui nous intéressera particulièrement dans la suite de cette thèse.

Bien qu'il soit communément supposé supérieur à 1, l'indice de réfraction peut en réalité prendre des valeurs bien différentes. Le vide a pour indice 1 mais certains milieux spéciaux comme les cristaux photoniques (nanostructures périodiques diélectriques qui affectent la propagation des ondes électromagnétiques) ont permis de générer des phénomènes électromagnétiques conférant des indices inférieurs à 1. Dans un milieu absorbant, l'indice de réfraction est un nombre complexe dont la partie imaginaire rend compte de l'atténuation de l'onde. Les milieux biréfringents possèdent deux indices, un « ordinaire » et un

« extraordinaire » (c'est le cas du Niobate de Lithium utilisé dans le chapitre 6) [31]. Dans ces milieux, l'indice de réfraction dépend de la polarisation et ils ont donc la particularité suivante : pour un rayon lumineux pénétrant dans le cristal biréfringent, on à deux rayons sortants, on parle alors de double réfraction. Enfin, certains métamatériaux ont même été élaborés avec des indices négatifs [32].

3.2 La fibre optique

Le but de cette partie est de présenter les grandes lignes de la théorie de la propagation guidée dans les fibres optiques en vue de l'application aux fibres de Bragg dans les parties suivantes.

3.2.1 Paramètres caractéristiques des fibres optiques

Une fibre optique idéale est un guide d'onde optique avec une structure à symétrie cylindrique qui comprend un cœur d'indice n_c, une gaine d'indice n_g (avec $n_c > n_g$) et un revêtement de protection en plastique. Le schéma de base d'une fibre optique est montré figure FIG. 26 et le profil d'indice d'une fibre optique figure FIG. 27.

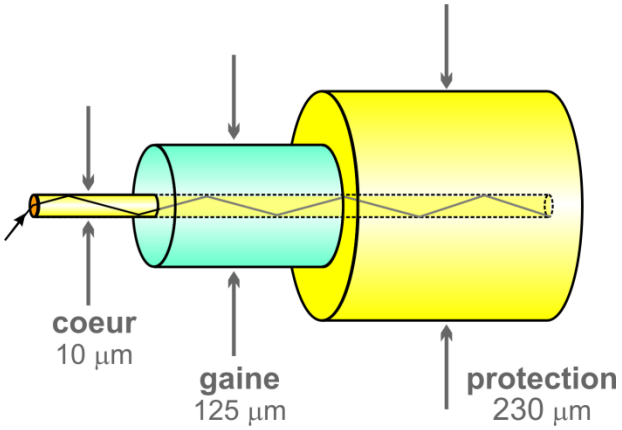


FIG. 26 : Schéma de la structure d'une fibre optique classique.

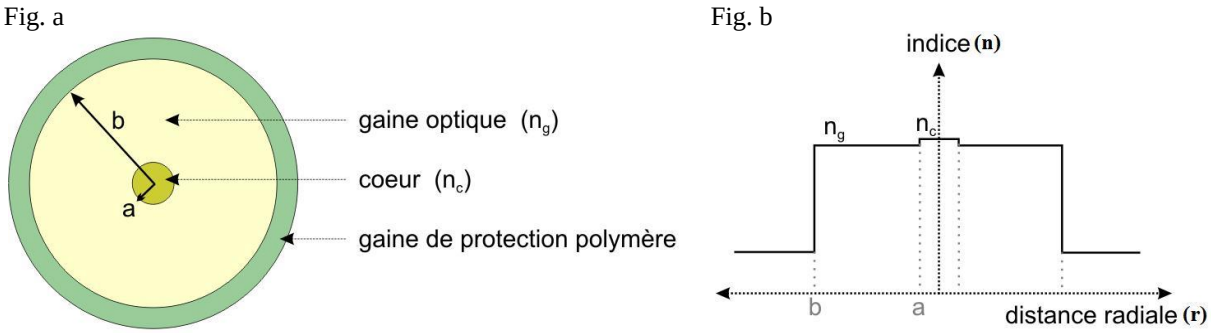


FIG. 27 : Section transverse d'une fibre optique (a) et profil d'indice selon une coupe radiale (b).

Un mode guidé est une des solutions de la propagation dans un guide. Le mode fondamental est ainsi le trajet lumineux le plus direct dans un guide ou une fibre (c'est-à-dire sans réflexions) comme le montre la figure FIG. 28.

Concernant le nombre de modes dans une fibre optique, on distingue deux catégories : les fibres monomodes et les fibres multimodes (respectivement FIG. 28-a et FIG. 28-b). La

principale différence est la dimension du cœur de la fibre. Le diamètre de cœur des fibres multimodes est, en règle générale, d'environ 25 à 200 µm dans le visible ce qui autorise le couplage d'autres modes dans le cœur. Ce type de fibre n'est approprié que pour des communications à courte distance. Le diamètre de cœur d'une fibre monomode est lui, d'environ 5 à 10 µm, n'autorisant ainsi qu'un seul mode de propagation dans la fibre que l'on appelle le mode LP_{01}. L'avantage principal des fibres monomodes est qu'elles présentent peu de pertes, ce qui les rend très appropriées pour les communications longue distance et les applications de capteurs. De plus, elles ne présentent pas d'effet de dispersion modale (dans une fibre multimode la distance parcourue par chacun des modes peut être différentes du fait des réflexions) et sont donc appropriées pour les communications longues distances et à très haut débit.

On décrit naturellement la structure d'une fibre en coordonnées cylindriques : r étant le rayon, θ l'angle azimutal et z la coordonnée longitudinale. Lorsque l'indice $n(r)$ est constant dans le cœur, on dira que la fibre est à saut d'indice (cf. FIG. 28-a et FIG. 28-b) sinon elle pourra être également à gradient d'indice (cf. FIG. 28-c). Dans la suite, nous ne parlerons que de fibre monomode à saut d'indice.

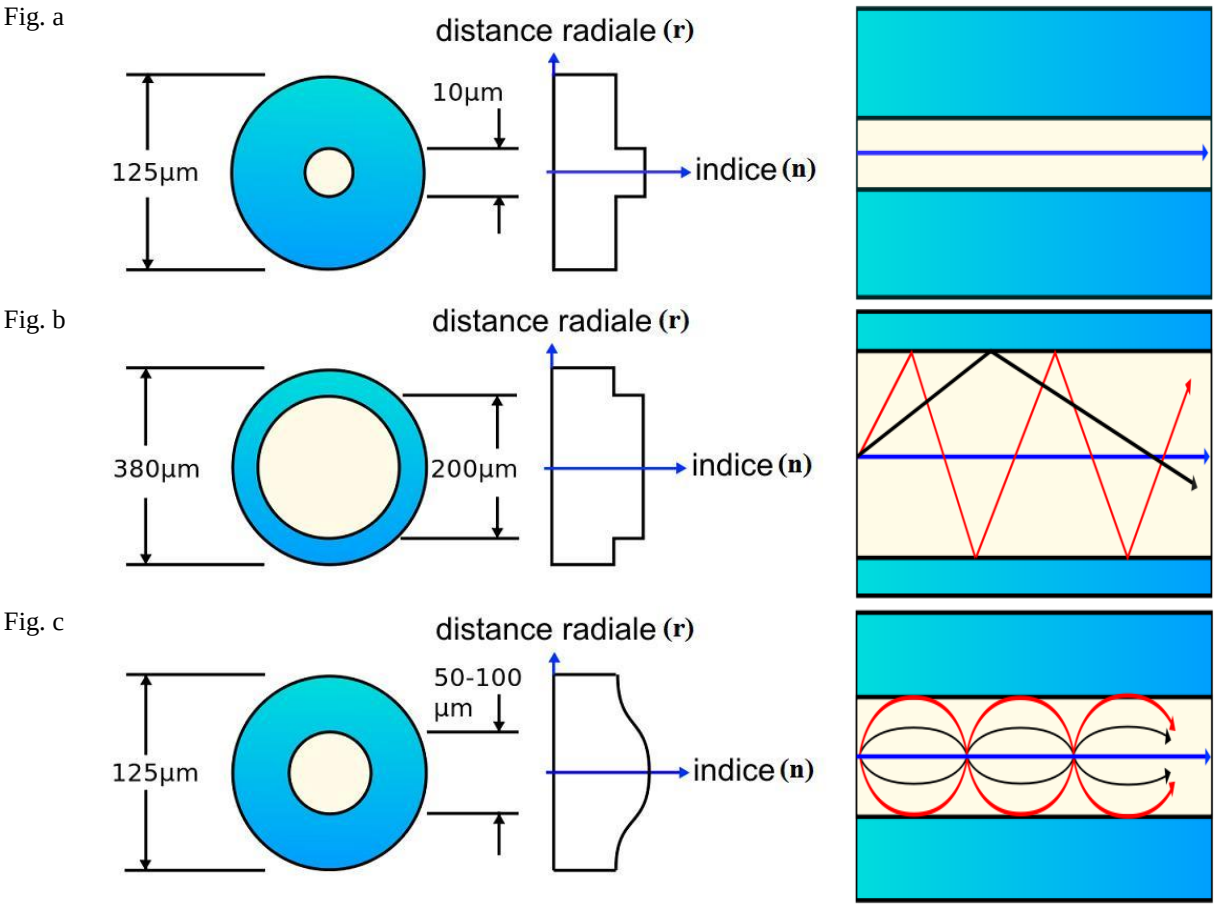


FIG. 28 : Les différents types de fibres optiques et la propagation dans chacune d'elles: (a) monomode à saut d'indice, (b) multimode à saut d'indice et (c) à gradient d'indice.

3.2.2 Théorie du guidage

Afin de guider convenablement la lumière dans une fibre optique, il est tout d'abord nécessaire d'avoir $n_c > n_g$. Des conditions de guidage peuvent ensuite être définies selon la théorie des rayons pour des guides optiques dont le diamètre est très supérieur à la longueur d'onde comme c'est le cas pour les fibres multimodes. Dans le cas des fibres monomodes dont le cœur est plus étroit, seules les équations de Maxwell permettent de décrire convenablement la propagation dans la fibre.

3.2.2.1 Théorie des rayons

Ensuite le guidage fonctionne sur le principe de la propagation de la lumière par réflexions totales successives le long de l'interface cœur/gaine, selon la loi de Descartes sur la réflexion totale. On appelle cette condition la condition de guidage où θ doit être inferieur à un angle critique θ_c.

Pour que le guidage ait donc lieu, il faut que la lumière pénètre avec un angle θ suffisamment petit, c'est-à-dire que seuls les rayons qui sont assez proches de l'axe y peuvent pénétrer dans la fibre. Cela permet de définir un cône d'acceptance par symétrie de révolution autour de l'axe y (cf. FIG. 29). Ce cône définit à son tour l'ouverture numérique ON.

$$ON = n_0 sin\theta = n_c cos\theta_c = \sqrt{{n_c}^2 - {n_g}^2}\,. \tag{3.1}$$

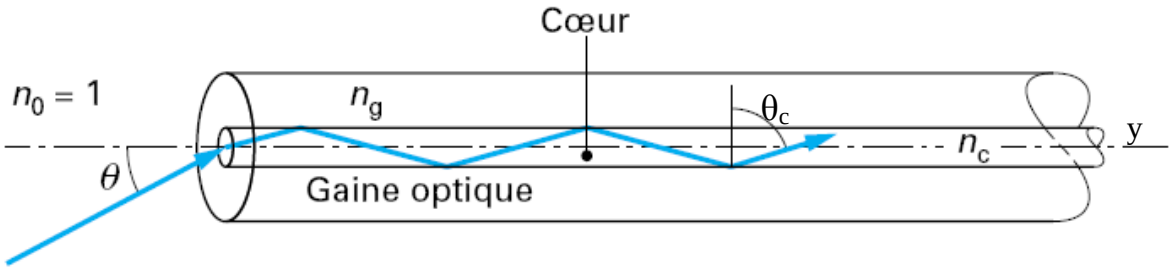


FIG. 29 : Propagation des rayons dans une fibre optique multimode

3.2.2.2 Théorie électromagnétique

Comme dit précédemment, seule la théorie des ondes électromagnétiques permet de décrire convenablement la propagation pour les fibres monomodes de diamètre plus étroit, c'est-à-dire de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde.

Les équations de Maxwell permettent de déduire les équations d'ondes pour les champs électrique $\vec{E}$ et magnétique $\vec{H}$. On peut alors déduire les équations de propagation. Ainsi pour qu'une onde électromagnétique puisse se propager dans le cœur de la fibre, la constante de propagation du mode guidé β dans le cœur doit satisfaire la relation suivante par Meltz *et al.* [33] :

$$k_0 n_g \leq \beta \leq k_0 n_c\,, \tag{3.2}$$

avec k_0 le vecteur d'onde dans le vide qui vaut :

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}, \tag{3.3}$$

où λ est la longueur d'onde. L'indice effectif du mode guidé est alors défini par :

$$\beta = k_0 n_{eff}(\lambda)\,. \tag{3.4}$$

Dans une fibre optique on peut aussi définir la fréquence normalisée V qui permettra de définir le nombre de modes pouvant se propager dans la fibre.

$$V = \frac{2\pi r ON}{\lambda}, \tag{3.5}$$

avec r le rayon de la fibre, ON l'ouverture numérique définie par l'équation (3.1) et λ la longueur d'onde. Pour une fibre optique, on a une fibre monomode dans le cas où $V < 2{,}405$ (valeur définie expérimentalement) et le nombre de mode M est donné par l'équation (3.6) lorsqu'on a $V \gg 1$.

$$M = \frac{V^2}{2}\,. \tag{3.6}$$

Ces équations permettent à l'inverse de déterminer le rayon particulier pour une fibre que l'on veut monomode et dont on connait les indices (cf. partie 3.6.6.2).

Cette théorie électromagnétique est traitée dans de nombreux volumes d'optique guidée et permettra dans la partie 3.3.3 de définir la théorie des modes couplés relative aux réseaux de Bragg.

3.2.3 Avantages et inconvénients des fibres optiques

Les fibres optiques présentent de nombreux avantages notamment dans la bande télécom mais aussi dans le visible ou le proche-infrarouge. Notons malgré tout que des fibres optiques existent pour des applications de longueur d'onde supérieure à 1,6 µm (moyen-IR) mais que les verres utilisés seront différents (chalcogénures ou fluores) et nous n'en parlerons pas ici. Finalement les avantages de la fibre sont les suivants :

- Pertes très faibles : l'atténuation spectrale de la fibre, représentée par le paramètre α (en dB/km), caractérise la capacité à transporter les signaux transmis sans les atténuer. Par exemple, l'atténuation des fibres en silice est de 0,2 dB/km à la longueur d'onde télécom 1,55 µm. Nous utilisons pour nos expériences une fibre HI780 d'atténuation mesurée à 3 dB/km mais nous ne cherchons pas la transmission longue distance et n'utilisons pas plus de 50 m de fibre.

- Débits très élevés pour transmettre de l'information (plusieurs dizaines de Gbits/s).

- Immunité au bruit électromagnétique : la transmission de la fibre n'est pas perturbée par les signaux électromagnétiques externes. Par opposition aux câbles de cuivre, où les charges sont libres et donc susceptibles d'être influencées par des champs électromagnétiques externes. Cela représente un avantage non négligeable dans certains environnements industriels.

- Isolation électrique : les fibres optiques sont diélectriques, donc isolantes, et ne transmettent donc pas d'électricité. Elles peuvent ainsi être installées sans risque d'étincelle dans des atmosphères inflammables.

- Résistances aux températures élevées et aux produits corrosifs : les fibres en verre peuvent résister à des températures proches de 800 °C (cf. Laffont, Ferdinand *et al.* [34]) même si le revêtement en plastique, les connecteurs, l'émetteur et le récepteur y restent sensibles. Par contre, même si elles résistent à ces températures élevées, le matériau qui les compose va voir son indice de réfraction modifié en fonction de la température.

- Poids et dimensions réduites : le poids et les dimensions très faibles conviennent très bien aux installations soumises à des contraintes de poids ou de volumes comme les avions.

Les fibres présentent néanmoins quelques inconvénients non négligeables :

- La dispersion chromatique est la seule dispersion dans les fibres monomodes, elle est due à la variation de l'indice de réfraction de la fibre avec la longueur d'onde. Il en résulte que la vitesse de propagation de la lumière dans la fibre dépend également de la longueur d'onde et il y a donc un léger élargissement du spectre et un élargissement temporel de l'impulsion pour une source non monochromatique. Le délai typique (élargissement temporel) pour une fibre monomode à saut d'indice à 850 nm est de 80 $ps.nm^{-1}.km^{-1}$. Ce délai est négligeable dans nos expériences. Le choix de la longueur d'onde pour les télécommunications s'explique notamment par cette caractéristique car le délai à 1,55 µm est de 17 $ps.nm^{-1}.km^{-1}$ (ce qui correspond à un minimum dans la courbe de dispersion du matériau).

- L'atténuation peut être un inconvénient sur de très longues distances.

- Les pertes par diffusion Rayleigh : elles sont dues aux fluctuations microscopiques de densité du matériau et entrainent une variation de l'indice de réfraction. Par conséquent, une partie de la lumière est perdue dans la gaine mais cette perte est inévitable. Cette diffusion varie en λ^{-4} et est donc bien plus faible (environ 11 fois plus faible) à 1,55 µm qu'à 0,850 µm.

- Les pertes par absorption infrarouge, correspondant à l'excitation des vibrations du réseau formé par les atomes du matériau, sont négligeables par rapport à la diffusion de Rayleigh à ces longueurs d'ondes (inférieures à 1,6 µm comme le montre la figure FIG. 30).

- Les impuretés métalliques dans la fibre peuvent être critiques. La présence d'ions Fe^{3+} peut entrainer des pertes à 850 nm de 130 dB/km.
- Les pertes par absorption par les ions OH^- : la fréquence de vibration correspond à la longueur d'onde 2,73 µm mais il existe des harmoniques à 1,38 µm, 1,23 µm et 0,95 µm (cf. FIG. 30).
- La courbure de la fibre entraine une atténuation de la lumière et des pertes et il faut donc éviter au maximum les courbures trop fortes.
- La fragilité de la fibre.

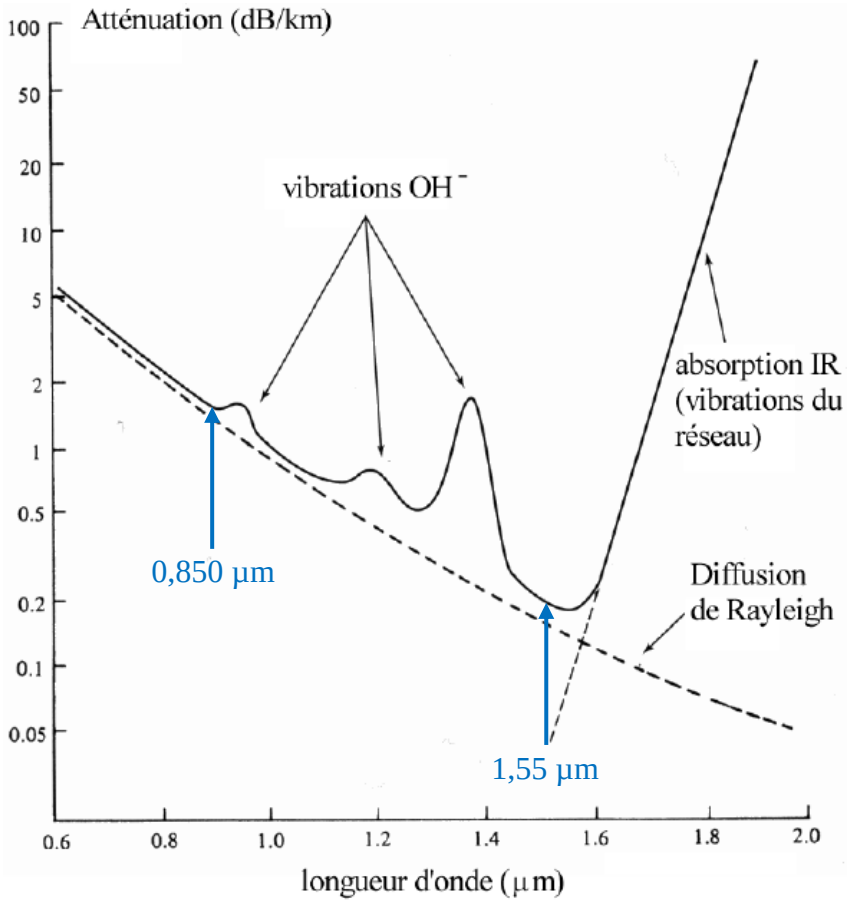


FIG. 30 : Atténuation de la lumière dans une fibre optique en Silice en fonction de la longueur d'onde [*Cours d'optique guidée PHELMA*].

Les fibres à 1,55 µm présentent donc quelques avantages par rapport à celles à 850 nm en particulier : une plus faible atténuation, une moins forte dispersion chromatique et moins de pertes par diffusion Rayleigh. Pour une utilisation sur des courtes distances de fibre le problème de dispersion chromatique et d'atténuation est néanmoins fortement diminué.

De plus le manque à gagner sur les fibres et donc par extension sur les fibres de Bragg, sera rattrapé sur l'interrogateur qui possède une bien meilleure résolution et un coût plus attractif que les interrogateurs à 1500 nm (cf. chapitre 2).

3.3 Les réseaux de Bragg

La technique des fibres à réseau de Bragg est une technique pleine de promesse pour les applications capteurs grâce à ses caractéristiques compactes et multifonctions. Il existe plusieurs techniques de fabrication des réseaux de Bragg mais nous nous intéresserons ici uniquement à celle utilisée par notre fournisseur de fibre de Bragg. Enfin et nous y reviendrons en détail dans les parties suivantes, la longueur d'onde centrale d'un réseau de Bragg est sensible à différentes grandeurs physiques (contrainte, température, pression etc…), et la variation de cette longueur d'onde peut donc être enregistrée pour déterminer la mesure de la grandeur en question.

3.3.1 Fabrication et principe d'utilisation des réseaux de Bragg

Fabrication des réseaux de Bragg

Les fibres de Bragg sont des systèmes miniatures qui consistent en une fibre optique contenant une modulation d'indice de réfraction inscrite en son cœur. En séparant puis recombinant un rayon laser selon un angle précis, on peut faire interférer ces deux rayons dans la zone précise correspondant au cœur de la fibre. En éclairant le cœur de la fibre avec cette source de lumière ultraviolette recombinée, on peut modifier l'indice de réfraction et créer un motif d'interférence. En faisant cela en différents points consécutifs de la fibre, une modification périodique de l'indice optique peut être inscrite sur une courte longueur créant ainsi un réseau de Bragg (cf. FIG. 31-a et b). Avec cette méthode la période du motif d'interférence et donc par conséquence le pas du réseau de Bragg est donné par :

$$\Lambda = \frac{\lambda_{laser}}{2\sin(\theta/2)}, \tag{3.7}$$

avec λ_{laser} la longueur d'onde de fabrication et θ l'angle d'incidence entre les deux rayons UV.

Fig. a

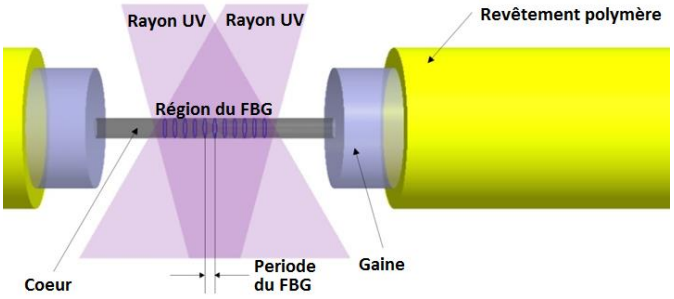


Fig. b

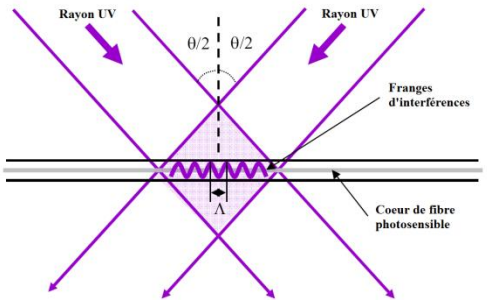


FIG. 31 : Technique d'inscription UV des réseaux de Bragg classiques (a) et (b). Zoom sur la création des franges d'interférences (b). Les fronts d'onde interférant résultent en une modulation périodique d'intensité qui coïncide avec le cœur de la fibre.

Il existe cependant d'autres méthodes pour créer cette modulation notamment en utilisant un masque de phase ou une inscription directe. Le choix de la méthode de fabrication dépend du type de réseaux à fabriquer et d'autres problèmes techniques comme la longueur des réseaux et leur complexité.

Lien entre longueur d'onde et pas du réseau de Bragg

La modification d'indice agira alors comme un miroir semi-réfléchissant quand de la lumière sera transmise à travers la fibre. Toute la lumière sera transmise sauf pour une longueur d'onde particulière (et des multiples de celle-ci) qui sera réfléchie et que l'on appelle la longueur d'onde de Bragg notée λ_{Bragg} ou λ_B (c'est en fait la longueur d'onde centrale d'une bande réfléchie cf. FIG. 32). Les réseaux de Bragg peuvent donc être vus comme des filtres spectraux à bande étroite. Le lien entre le pas du réseau de Bragg et la longueur d'onde de Bragg réfléchie est donné par l'équation suivante que l'on appelle la condition de Bragg :

$$\lambda_{Bragg} = 2n_{eff}\Lambda \,, \tag{3.8}$$

où n_{eff} est l'indice effectif du mode guidé et Λ est la période ou pas du réseau de Bragg.

La formule (3.8) peut être retrouvée par le fait que, pour que la longueur d'onde de Bragg soit réfléchie, il faut que la lumière réfléchie par chacun des plans du réseau interfère de façon constructive dans la direction contra-propagative. La conservation d'énergie nécessite que la constante de propagation de l'onde incidente soit la même que celle de l'onde réfléchie ($\beta_i = -\beta_r = \beta$) et la conservation de la quantité de mouvement implique la loi fondamentale des réseaux de diffraction (pour une incidence nulle) suivante :

$$\beta_i + k_{réseau} = -\beta_r \,, \tag{3.9}$$

avec $k_{réseau} = 2\pi/\Lambda$ le vecteur d'onde associé à la période spatiale du réseau de Bragg. Comme le vecteur d'onde réfléchi est égal en amplitude mais de sens opposé au vecteur d'onde incidente, l'équation (3.9) associée à la valeur de β définie par les équations (3.3) et (3.4) permet de retrouver l'équation (3.8).

Principe d'utilisation des réseaux de Bragg

Le principe de mesure utilisé dans cette thèse est simple. On utilise une source large bande comme source de lumière. Les SLED utilisées et montées au cours de cette thèse sont centrées autour d'une longueur d'onde donnée : 852 nm ou 856 nm selon la SLED. Celles-ci permettent d'émettre une lumière d'une largeur spectrale à mi-hauteur d'environ 40 nm et de puissance 2 mW (pour la source à 852 nm) et 5 mW (pour la source à 856 nm). On envoie cette lumière vers la fibre de Bragg utilisée comme capteur, soit à travers un circulateur ou soit à travers un coupleur 50/50 dont l'une des sorties ne sera pas utilisée. Le réseau de Bragg se comporte donc comme un filtre à la longueur d'onde définie par les caractéristiques du réseau en ne réfléchissant que cette longueur d'onde. Le spectre réfléchi sera ensuite mesuré par un interrogateur utilisant la technologie SWIFTS (ici le ZOOM Spectra) ou un autre type d'interrogateur.

L'effet de la longueur du réseau physique sur la largeur du pic réfléchi, ainsi que le lien entre le contraste de la modulation d'indice et le pic réfléchi sont des phénomènes qui seront décrits en détail dans la suite de ce chapitre.

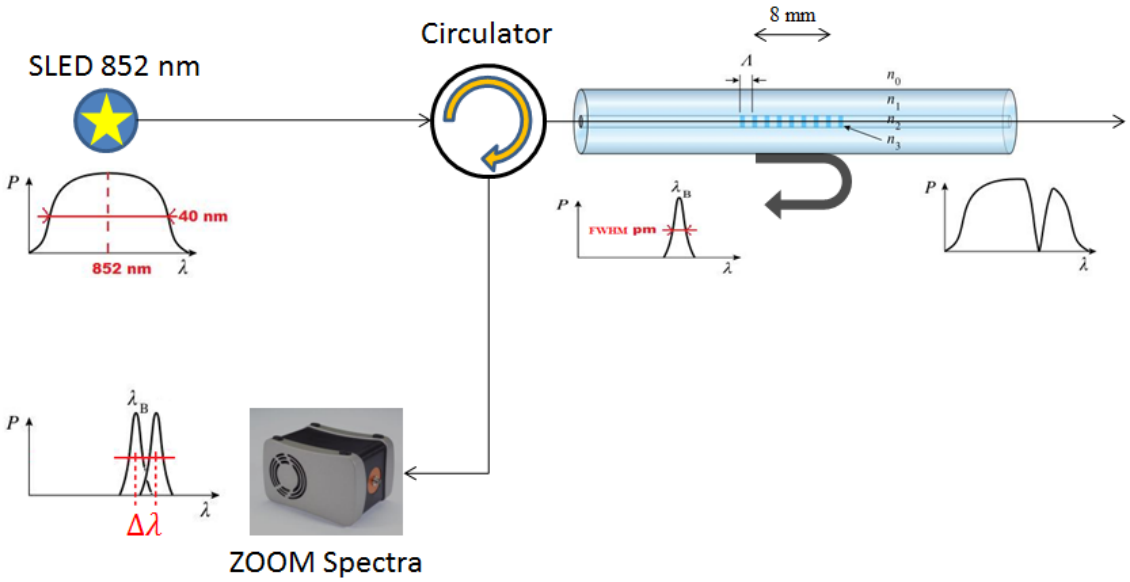


FIG. 32 : Principe de base des réseaux de Bragg : Une SLED centrée à 852 nm, de 40 nm de largeur à mi-hauteur, envoie de la lumière dans une fibre de Bragg à travers un circulateur. Une longueur d'onde particulière est réfléchie λ_B. Le spectre réfléchi est ici mesuré par la technologie SWIFTS tel que le ZOOM Spectra. La largeur à mi-hauteur du spectre (FWHM) dépend de la longueur du réseau inscrit dans la fibre. Ici 8 mm sur une fibre de longueur supérieure à 10 cm.

Lorsqu'une dilatation ou une compression de la fibre se produit sous l'effet d'une variation de température ou d'une déformation longitudinale, le pas du réseau de Bragg est modifié comme montré sur la figure ci-dessous (FIG. 33). L'effet de la température ou d'une autre grandeur sur le pas du réseau sera décrit plus en détail dans les parties suivantes.

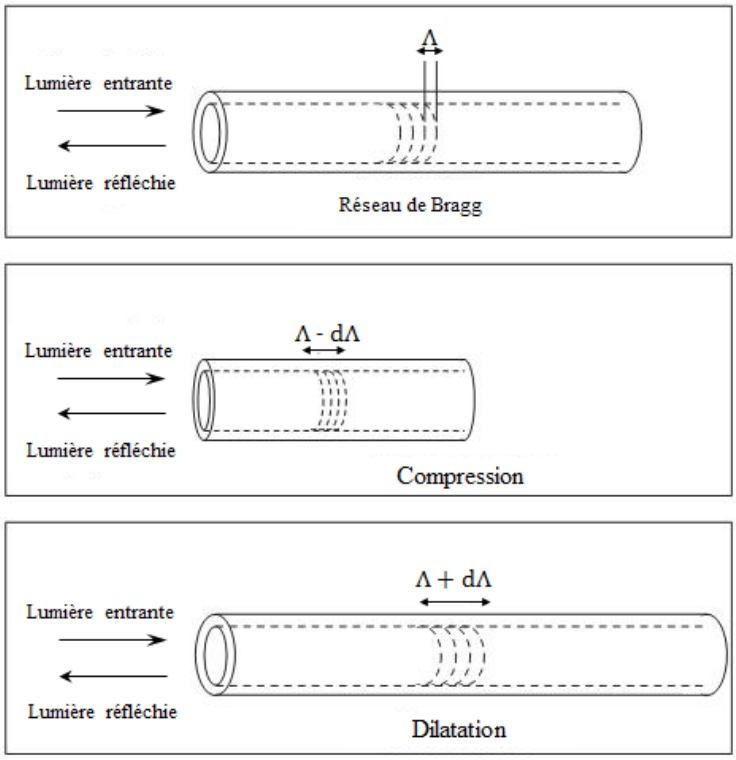


FIG. 33 : Principe de la compression et de la dilatation sur une fibre de Bragg entrainant la modification du pas du réseau de Bragg.

Lorsque le pas du réseau varie, la longueur d'onde centrale du spectre réfléchi est alors modifiée en conséquence. Cette variation de la longueur d'onde se fait selon la formule (3.8).

Aujourd'hui le marché des capteurs est donc dominé par la mesure de température et de contrainte. Les réseaux utilisés aujourd'hui pour mesurer ces deux grandeurs physiques sont à faibles coûts, relativement courts (1 cm ou moins) et présentent une période uniforme à faibles perturbations (c'est-à-dire que la différence d'indice de réfraction est faible, typiquement entre 10^{-3} et 10^{-6}).

3.3.2 Quelques réseaux de Bragg particuliers

D'une manière générale, un réseau de Bragg est une modulation périodique de l'indice du cœur de la fibre. On peut formuler cette modulation d'indice par :

$$n(z) = \Delta n_{moy} + \Delta n_{mod} cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda} + \varphi(z)\right), \tag{3.10}$$

avec Δn_{mod} la modulation de l'indice de réfraction, Δn_{moy} la modification moyenne de l'indice de réfraction (c'est-à-dire la différence entre n_c et un indice moyen n_{moy}), $\varphi(z)$ la phase à l'origine du réseau et z la distance le long de la fibre comme le montre la figure FIG. 34.

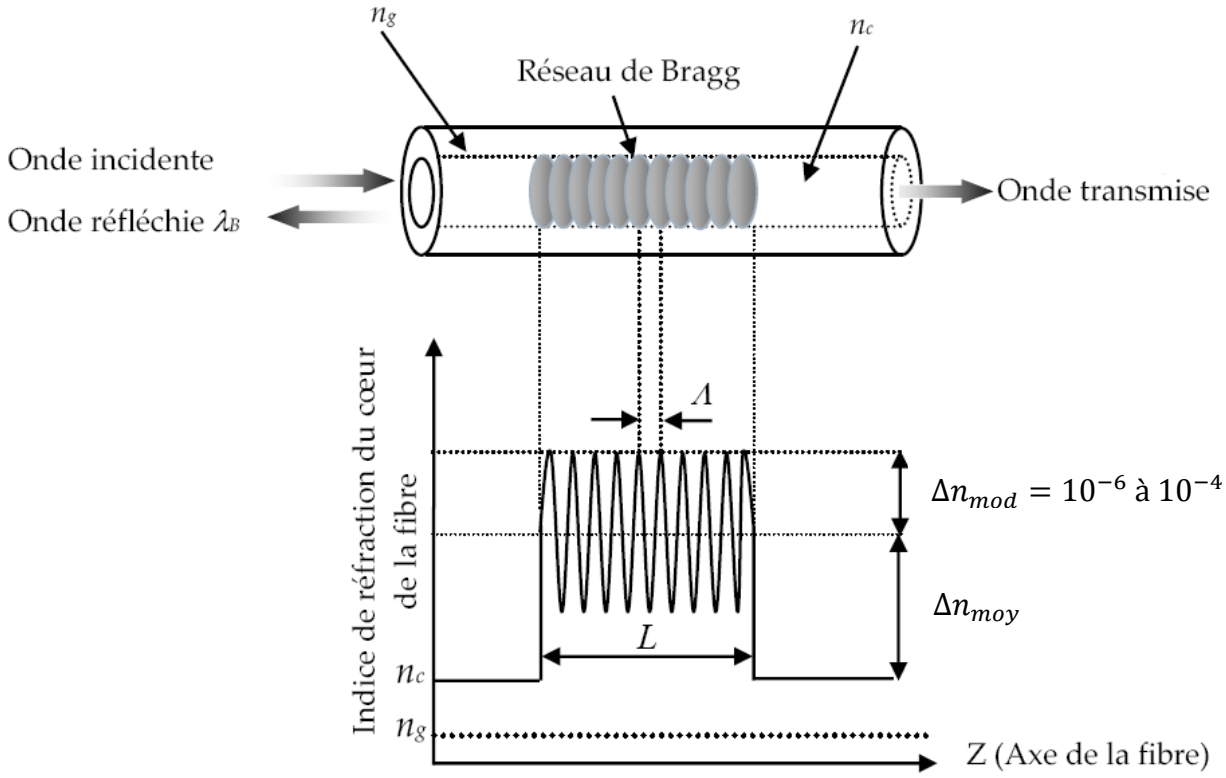


FIG. 34 : Représentation schématique de la modulation d'un réseau de Bragg simple avec L sa longueur et Λ son pas. Figure de Fsaifes [35].

La description ci-dessus est celle d'un réseau de Bragg simple. En utilisant n'importe lequel des interrogateurs de Bragg connus, on obtient le spectre réfléchi (cf. FIG. 35) correspondant à ce réseau et qui s'explique par la théorie des modes couplées dont l'on décrira les principes

de base dans la partie suivante 3.3.3. Les figures FIG. 35-a et FIG. 35-b présentent respectivement la réflectivité R d'un réseau de Bragg dans un cas de couplage faible (correspondant à une différence d'indices Δn_{mod} faible) et dans un cas de couplage fort (différence Δn_{mod} forte). Dans la suite les réseaux utilisés sont de couplage faible.

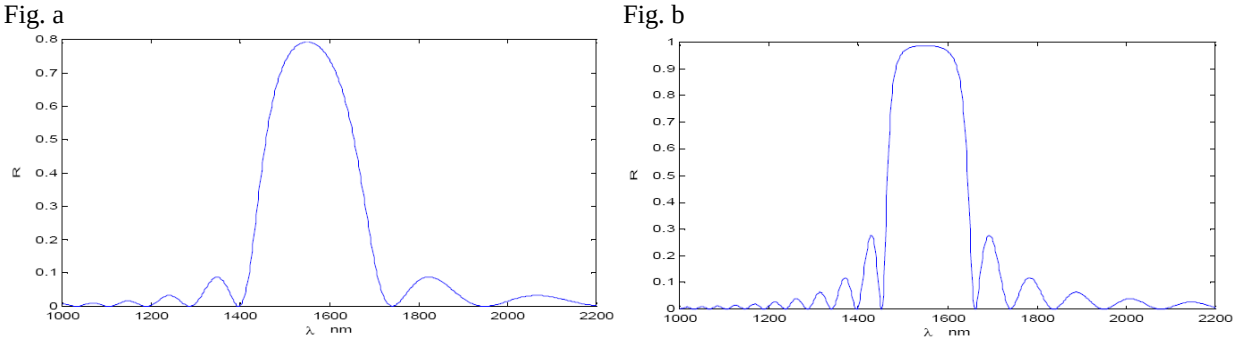


FIG. 35 : Réflectivité R d'un réseau de Bragg (a) dans un cas de couplage faible ou (b) de couplage fort.

Pour les réseaux de Bragg de couplage faible, il est important pour la suite de notre étude de noter que la réponse spectrale est proportionnelle à la transformée de Fourier du réseau physique, c'est-à-dire plus exactement à la transformée de Fourier du profil longitudinal de l'indice de réfraction (cf. équation (3.11)). En effet, le réseau est uniforme sur une longueur finie et absent en dehors de cette longueur, il a donc le profil d'une porte (cf. chapitre 2) et la transformée de Fourier du réseau présente donc une réponse avec un profil en sinus cardinal.

$$\mathrm{R}(\lambda) = k \times TF\{n(z)\}\,. \tag{3.11}$$

avec k un coefficient que l'on peut relier à T la largeur de la porte.

Il existe des réseaux de Bragg de nombreux profils différents que l'on peut décrire en fonction de l'équation (3.10) :

- les réseaux de Bragg uniformes $(\Delta n_{mod}(z) = cste\ et\ \Lambda(z) = cste)$, cas classique détaillé en 3.4.3.1 [36].
- les réseaux à pas variables $(\Delta n_{mod}(z) = cste\ et\ \Lambda(z) = variable\ linéairement)$ qui permettent notamment de compenser la dispersion chromatique [11], [37], [38].
- les réseaux apodisés $(\Delta n_{mod}(z) = gaussien, \Delta n_{moy}(z) \neq cste\ et\ \Lambda(z) = cste)$ qui permettent notamment de réduire significativement les lobes secondaires du spectre de réflexion [39].
- les réseaux à saut de phase (décrit en détail en 3.4.3.2) [40], [41].
- les réseaux échantillonnés ou moirés qui consistent en une série de réseaux de Bragg identiques espacés d'une distance déterminée. Ils permettent de faire un filtre résonant passe-bande très sélectif en transmission [42], [43].
- les cavités Fabry-Perot à réseaux de Bragg composés d'uniquement deux réseaux identiques espacés d'une distance déterminée (décrit en détail en partie 3.4.3.3).

Les réseaux de Bragg présentés dans les parties suivantes (parties 3.4.3.1 à 3.4.3.3) sont les différents réseaux testés dans le but de déterminer celui qui présente le plus d'avantages pour réaliser un capteur de déformation haute précision. Ce sont tous des réseaux uniformes et nous avons testés différents profils notamment des réseaux simples courts ou de longueur plus grande, des réseaux à saut de phase (PSFBG) ou enfin des cavités Fabry-Perot à réseaux de Bragg (GFPC). Les réseaux ont été commandés chez le fournisseur IXFIBER et mesuré par un ZOOM Spectra contenant la technologie SWIFTS et commercialisé par Resolution Spectra Systems.

3.3.3 Théorie des modes couplés pour les FBGs

Le modèle mathématique le plus commun pour décrire la propagation des ondes dans les fibres de Bragg est la théorie des modes couplés notamment décrit par Yariv en 1973 [44] ou Kayshap plus récemment [45]. D'autres méthodes existent, cependant nous utiliserons ici la théorie des modes couplés pour décrire le formalisme car elle est de loin la plus utilisée et la plus efficace pour traiter de nombreux réseaux de Bragg. Cependant pour la simulation (partie 3.5), nous utiliserons une méthode matricielle simplifiée basée sur les solutions de la théorie des modes couplés.

On s'intéresse à la relation entre la structure physique du réseau et le spectre réfléchi par celui-ci. Cette relation entre la dépendance spectrale d'une fibre de Bragg et la structure de réseau correspondante est correctement décrite par la théorie des modes couplés. On suppose ici que la fibre est monomode et sans perte dans la bande spectrale choisie. C'est-à-dire que seulement un mode de propagation direct et un mode de propagation réfléchi sont considérés et donc que l'interaction a lieu uniquement entre ces modes contra-propagatifs, notés E_1 et E_2.

La théorie des modes couplés donne des résultats intéressants pour de très faibles perturbations (faible différence d'indice de réfraction par exemple). On considère ici un couplage faible, c'est-à-dire que la différence d'indices Δn_{mod} est très petite, on considère alors que les champs électriques et magnétiques se propagent dans l'axe optique de la fibre (l'axe z).

Soient E_1 le mode fondamental et E_2 le mode généré par le réseau, définis par :

$$E_1(z) = U^+(z)\exp(-i\beta_1),$$
$$et \quad E_2(z) = U^-(z)\exp(-i\beta_2) \tag{3.12}$$

où $U^+(z)$ et $U^-(z)$ sont les amplitudes des champs aller et retour (cf. FIG. 36), et β_1 et β_2 les constantes de propagation respectives.

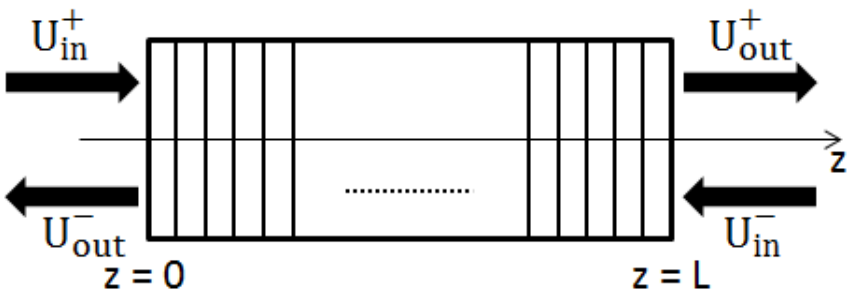


FIG. 36 : Géométrie du transfert d'énergie entre les modes allers et retours dans un réseau de Bragg

D'après la théorie des modes couplés, la perturbation périodique de la fibre c'est-à-dire le réseau de Bragg, permet de provoquer un échange d'énergie entre les deux modes. Ce couplage entre les deux modes est gouverné par les équations des modes couplés suivantes [44] :

$$\frac{dU^{+}(z)}{dz} = \kappa^{*}U^{-}(z)\exp(i(\Delta\beta)z)\,,$$
$$et \quad \frac{dU^{-}(z)}{dz} = \kappa U^{+}(z)\exp(-i(\Delta\beta)z)\,, \tag{3.13}$$

avec $\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1$ qu'on appelle la condition de couplage et κ le coefficient de couplage qui représente la force du couplage entre les champs contra-propagatifs. Le meilleur transfert est obtenu pour $\Delta\beta = 0$, appelée la condition de phase et on a la condition aux limites $U_{in}^{-} = U^{-}(L) = 0$. Les équations aux limites permettent alors de déterminer $U^{+}(z)$ et $U^{-}(z)$ [44] :

$$U^{+}(z) = U^{-}(0)\frac{\sinh(\kappa(z-L))}{\cosh(\kappa L)}\,,$$
$$et \quad U^{-}(z) = U^{-}(0)\frac{\cosh(\kappa(z-L))}{\sinh(\kappa L)}\,. \tag{3.14}$$

Le calcul des réponses spectrales d'un réseau de Bragg peut alors se faire par une méthode matricielle qui sera utilisée partie 3.5 pour simuler la présence d'une cavité ou d'un saut de phase. Cette méthode permet de déduire la réflectivité R pour un réseau de Bragg simple [44]:

$$R = \frac{\kappa^2\sinh^2(\gamma L)}{\gamma^2 - \kappa^2 sinh^2(\gamma L)}\,, \tag{3.15}$$

avec $\gamma = \sqrt{\Delta\beta^2 - \kappa^2}$.

Enfin à la condition de Bragg c'est-à-dire à $\lambda = \lambda_B$ et $\Delta\beta = 0$, on a le maximum de réflectivité avec l'équation (3.12) qui devient :

$$R(\lambda_B) = \tanh^2(\gamma L)\,. \tag{3.16}$$

C'est cette équation (3.16) qui permet d'obtenir la figure précédente FIG. 35-a (obtenue dans un cas de couplage faible) représentant R en fonction de λ.

3.4 L'interrogation des FBGs avec SWIFTS

Le chapitre 2 a permis de présenter les principes de base de la technologie SWIFTS et ses performances en tant que spectromètre notamment dans la caractérisation de laser. Il est temps de voir comment cette technologie va permettre d'utiliser au mieux la sensibilité de certains réseaux de Bragg (en particulier la finesse de certains spectres réfléchis). Nous utilisons le ZOOM Spectra (ZS) présentant la technologie SWIFTS comme interrogateur de fibre de Bragg selon le principe décrit à la figure FIG. 32.

3.4.1 L'interrogation par le spectre

Comme tous les spectromètres utilisés en tant qu'interrogateur de fibre de Bragg, il est possible de relever le spectre réfléchi par un réseau en utilisant le ZS selon le principe décrit plus haut. Pour cela, il est nécessaire que le spectromètre utilisé dispose de la résolution suffisante pour résoudre les pics du spectre. On a vu partie 2.5.2 que la résolution disponible pour le ZS est de 10 pm à 850 nm.

Cette résolution permet donc ici de résoudre, dans un premier exemple, le spectre de deux réseaux de longueur d'onde centrale 852 et 854 nm présentant chacun une FWHM d'environ 400 pm. Ce spectre est calculé par FFT à partir de l'interférogramme mesuré par le logiciel Spectra Resolver.

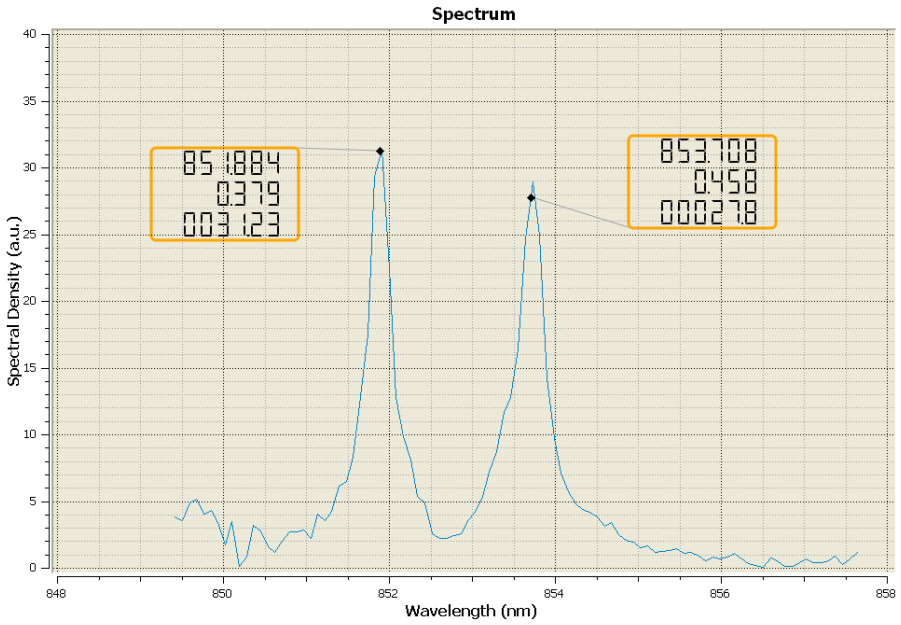


FIG. 37 : Spectre résolu d'une fibre à 2 réseaux de Bragg de longueur d'onde 852 et 854 nm de FWHM 400 pm. L'encadré donné pour chaque pic donne dans l'ordre la longueur d'onde mesurée, la FWHM mesurée et l'intensité mesurée.

La différence entre la FWHM mesurée et la FWHM théorique de 400 pm s'explique par le fait que l'ajustement du logiciel n'est pas idéal (fit lorentzien par rapport à un pic gaussien).

La notion fondamentale dans l'utilisation d'un spectromètre pour interroger des FBGs subissant des variations de températures ou de déformations est la variation de la position absolue du spectre, c'est-à-dire pour un réseau de Bragg simple, la variation de la longueur

d'onde centrale du réseau de Bragg (abscisse du point culminant du pic spectral après un fit gaussien).

Une première expérience réalisée en utilisant la variation de la longueur d'onde centrale du spectre lors d'une variation de température a permis de confirmer la sensibilité thermique de la fibre utilisée à une valeur de 6,7 pm/°C (FIG. 38-a et b) valable uniquement pour cette fibre. Cette mesure a été réalisée entre 25 °C et 75 °C et le traitement de donnés utilisent un fit gaussien pour le calcul de la sensibilité thermique. La variation de température est réalisée dans une étuve thermique et mesurée par une PT1000 (sonde de température), cette étuve permet ici de passer de 25 °C à 75 °C de manière relativement stable. Le matériel qui est utilisé ici sera décrit plus précisément dans les mesures de température sur des capteurs de Bragg commerciaux présentés au chapitre 4.

Fig. a

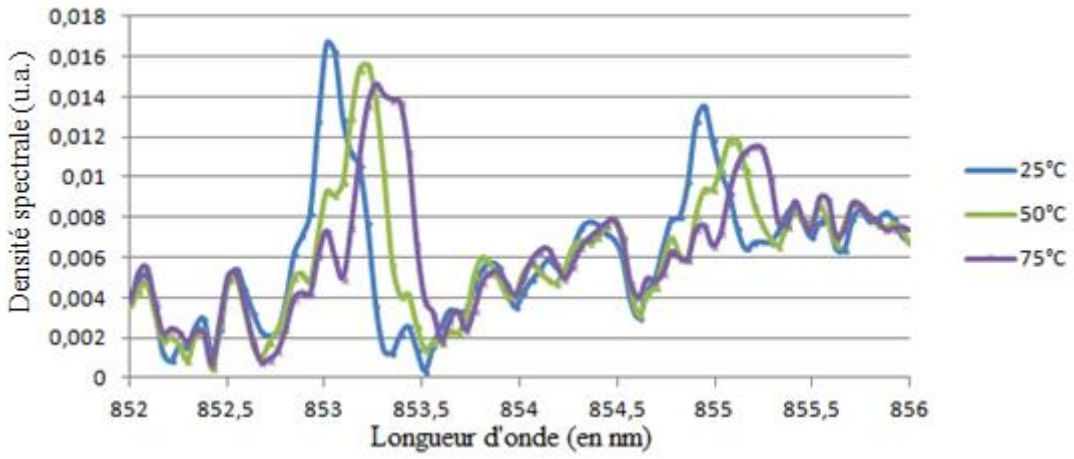


Fig. b

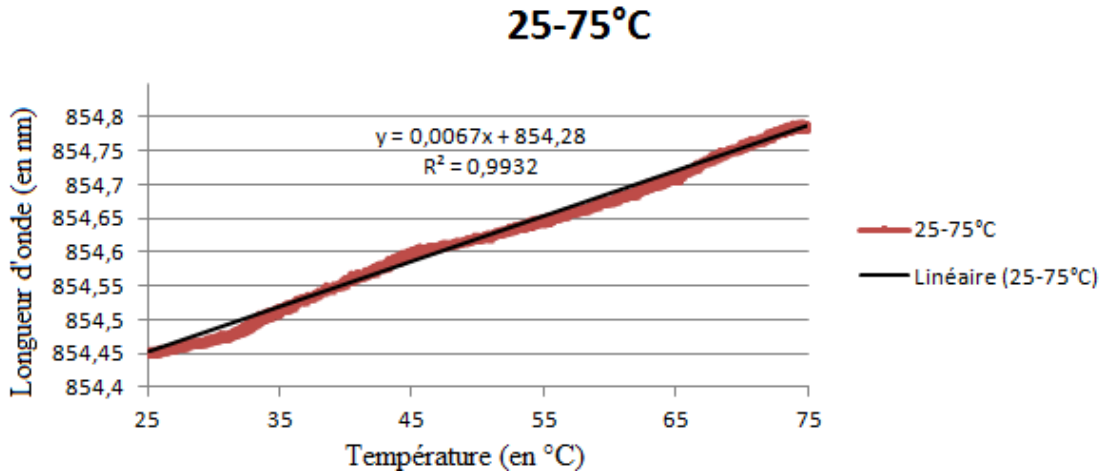


FIG. 38 : (a) Spectre de la fibre de Bragg à 2 réseaux en intensité en fonction de la longueur d'onde. Seuls les 3 spectres à 25 °C, 50 °C et 75 °C sont représentés ici. (b) Variation continue de la longueur d'onde en fonction de la température permettant de calculer la sensibilité thermique de la fibre de Bragg. Nous utilisons un fit gaussien pour le tracé de la droite.

Le niveau de bruit élevé sur le spectre mesuré (FIG. 38-a) est du principalement à des réflexions parasites dans le chemin optique entre la source et le réseau. Cependant nous allons voir dans la partie suivante que le niveau de bruit mesuré sur le spectre est toujours plus important que celui mesuré directement sur l'interférogramme.

3.4.2 L'interférogramme contient potentiellement plus d'information que le spectre

L'avantage Fellgett, aussi nommé avantage multiplexe, est démontré par Fellgett au cours de sa thèse en 1949 [46]. Il stipule qu'une amélioration du signal sur bruit (SNR) est possible lorsqu'une mesure est effectuée par un multiplexage intrinsèque plutôt que par mesure directe. Premièrement lorsqu'on mesure un signal dont le bruit est dominé par le bruit du détecteur, une mesure multiplexée, comme le signal généré par un spectromètre à transformée de Fourier peut réellement améliorer le rapport signal sur bruit (SNR en anglais pour Signal to Noise Ratio) comparé à son équivalent mesuré par un spectromètre dispersif (monochromateur ou spectromètre à réseau).

Dans un spectromètre dispersif, les longueurs d'ondes sont observées séquentiellement, au fur et à mesure que le réseau est balayé. Dans un spectromètre par transformée de Fourier, l'information concernant toutes les longueurs d'ondes est recueillie simultanément. À travers l'analyse de l'interférogramme on accède directement à l'intégralité de l'information présente. Lorsque les informations sont collectées dans des conditions identiques (même temps de mesure, même résolution, même source, même détecteur, mêmes rendement et efficacité optiques) pour des spectromètres par TF et dispersifs, le SNR du spectre TF est supérieur à celui du spectre dispersif par un facteur de $\sqrt{M}$, où M est le nombre d'éléments de résolution (le nombre de point d'échantillonnage dans le spectre étudiée). Cela signifie qu'un spectre de 800 - 8000 cm^{-1} de résolution de 2 cm^{-1}, mesuré en 30 minutes sur un spectromètre dispersif par exemple, serait collecté en 1 seconde au même rapport signal-bruit sur un spectromètre par TF, à condition que tous les autres paramètres soient identiques. Cette différence permettra notamment de moyenner un nombre de mesure bien plus important avec un spectromètre à transformée de Fourier.

Deuxièmement et paradoxalement lorsqu'on utilise un spectromètre à transformée de Fourier, le bruit de grenaille, c'est-à-dire le bruit électronique créé par le fait que le flux lumineux n'est pas continu mais constitué de charge élémentaire (les photons), est dominant par rapport au bruit du détecteur. L'avantage multiplexe devient alors un désavantage car le bruit se répartit alors sur tout le spectre, indépendamment du niveau du signal, lors de la transformée de Fourier permettant de passer de l'interférogramme au spectre.

Ainsi, une mesure directe sur l'interférogramme permet d'éviter ce défaut de la spectrométrie par transformée de Fourier due à l'aspect multiplexe. L'information contenue par un pic du spectre est contenue sur chaque frange de l'interférogramme. Ainsi la notion fondamentale pour l'étude de FBGs subissant des variations de températures ou de déformations est la variation de la position absolue des franges. Le fait d'avoir des paquets de frange permet une redondance qui augmente encore la sensibilité de la mesure.

Pour un FBG simple, le spectre contient une quantité A d'informations qui correspond à la position de la longueur d'onde centrale de la gaussienne tandis que l'interférogramme contient cette même quantité d'informations multipliée m fois avec m le nombre de point d'échantillonnage utiles.

Par ailleurs, l'assertion affirmant que plus le pic est fin, plus la mesure est précise reste vraie car plus le pic est fin, plus l'interférogramme est spatialement étendu et donc plus le nombre de points d'échantillonnages utiles m augmente.

3.4.3 SWIFTS pour interroger des FBGs spécifiques

Dans la suite, nous allons observer des FBGs spécifiques (FBG simple, à saut de phase et cavité Fabry-Perot) par l'étude du spectre et de l'interférogramme afin de déterminer lesquels parmi ces réseaux vont permettre d'avoir le plus de sensibilité à une variation de déformation ou de température et lesquels ont le niveau de bruit le plus faible. Les FBGs utilisés ne sont pas plus long que quelques centimètres sur une fibre de l'ordre du mètre.

3.4.3.1 Réseau de Bragg simple court et long

Les mesures ci-dessous (FIG. 39-a et b) sont effectuées avec un ZOOM Spectra dans la bonne fenêtre de repliement (cf. partie 2.4.4 sur l'échantillonnage) du logiciel Spectra Resolver. Le réseau utilisé est un réseau de Bragg simple parmi les plus classiques présentant les caractéristiques théoriques et mesurées par IXFIBER suivantes :

- FWHM théorique de 300 pm et mesurée à 298 pm (287 pm avec le ZOOM)
- Longueur d'onde centrale théorique de 854 nm et mesurée à 853,9 nm (mesure identique avec le ZOOM)
- Réflectivité théorique supérieure à 90 % et mesurée à 94 %
- Réseau apodisé permettant d'enlever les lobes secondaires

La petite différence de mesure entre le ZOOM Spectra et la mesure par IXFIBER semble provenir du fait que l'ajustement (le fit) fait par le logiciel Spectra Resolver est lorentzien alors que le pic de Bragg est gaussien. Cela pourrait être démontré rigoureusement mais cela ne sera pas fait ici.

Fig. a

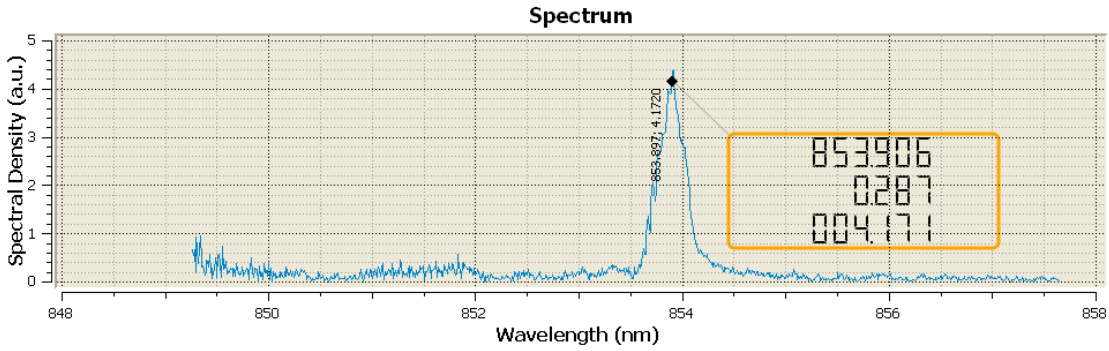


Fig. b

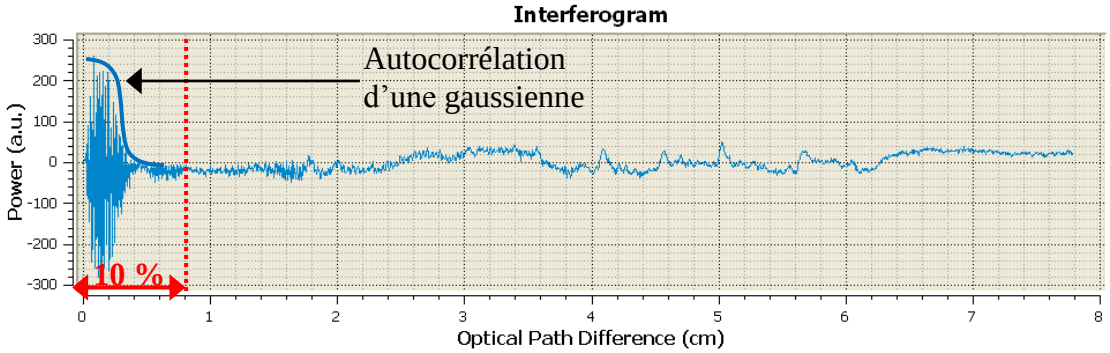


FIG. 39 : Spectre réfléchi par un FBG simple court et interférogramme associé mesuré par le soft Spectra Resolver avec un interrogateur ZOOM Spectra. Gaussienne tracée à la main.

Les mesures effectuées grâce au logiciel Spectra Resolver sont cohérentes avec la théorie. L'interférogramme d'un réseau de Bragg apodisé correspond à l'autocorrélation d'une gaussienne soit une gaussienne comme on peut le voir figure FIG. 39-b.

La technologie SWIFTS permet de ne pas utiliser la résolution maximale de l'instrument lorsque cela n'est pas nécessaire. On peut voir sur la figure FIG. 39-b que l'interférogramme lié à un FBG simple court est complètement localisé avant 1 cm d'OPD. En réduisant la résolution à 10 % de la résolution maximale utilisable (cf. FIG. 40-b), cela est suffisant pour observer encore la totalité de l'interférogramme. Par cette opération on réduit le nombre de points dans la reconstruction du spectre, réduisant par la même occasion le bruit sans diminuer la sensibilité de la mesure (cf. FIG. 40-a). En limitant la zone de mesure cela permet d'augmenter le rapport signal sur bruit du spectre de 4 à 35 (en unité arbitraire).

En effet, nous avons vu dans la partie précédente sur l'avantage Fellgett qu'augmenter le nombre de franges augmente certes le nombre d'informations mais cela dégrade aussi le rapport signal sur bruit. Or ici le nombre de points d'échantillonnage utiles pour la mesure est défini par le nombre de frange et donc en limitant la zone d'étude sur l'interférogramme à 10 %, on garde le même nombre de points d'échantillonnage utiles et utilisés tout en augmentant le rapport signal sur bruit. Le spectre reconstitué est donc moins bruité.

Le fait que l'enveloppe de l'interférogramme décroisse quand on se rapproche du miroir (le zéro d'OPD) est en réalité du à un artefact de reconstruction. En effet le soft Spectra Resolver offre la possibilité d'effectuer des mesures différentielles directement sur le logiciel pour mieux visualiser le spectre et l'interférogramme en enlevant le bruit. Ici nous effectuons cette mesure différentielle qui consiste à soustraire l'interférogramme initial à chacun des interférogrammes mesurés. Ainsi lorsque l'interférogramme ou le spectre varie sous l'effet d'une perturbation, ils apparaissent alors de manière très visible. Mais c'est aussi ce qui crée la décroissance en zéro car lors d'une perturbation, les points les plus proches du zéro OPD varie moins que ceux qui en sont plus éloignés.

Fig. a

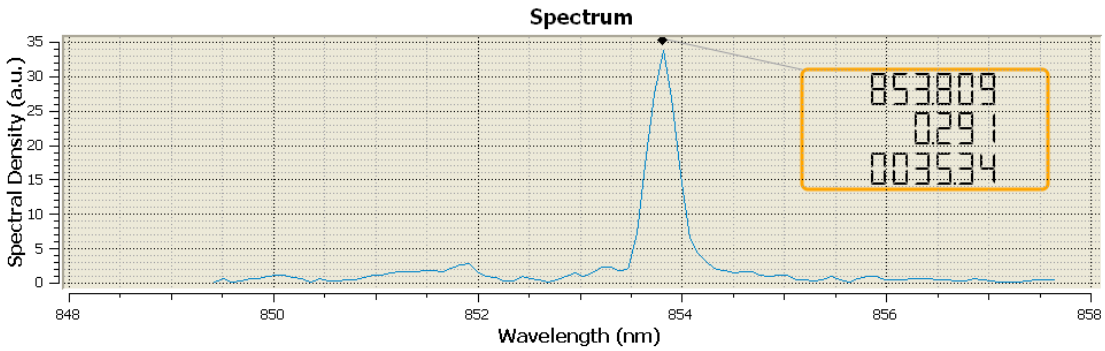


Fig. b

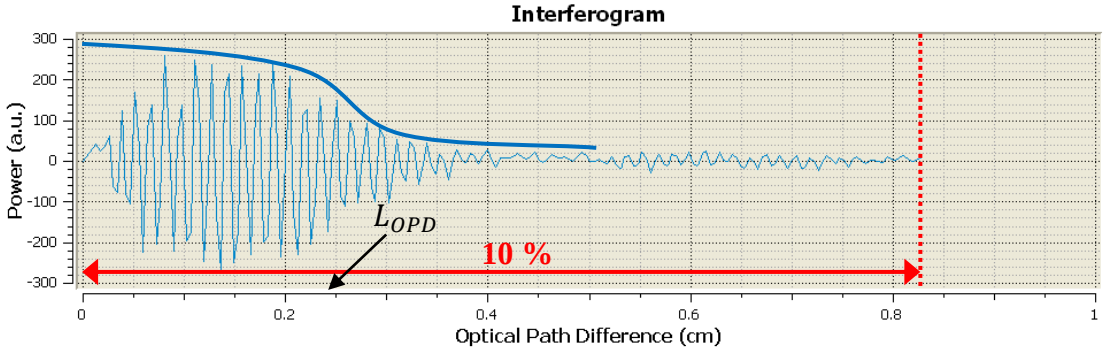


FIG. 40 : Spectre réfléchi par un FBG simple court et interférogramme associé relevé par le logiciel Spectra Resolver avec un interrogateur ZOOM Spectra. La résolution utilisée ici correspond à 10 % de la résolution maximale (soit 100 pm ce qui permet de résoudre le pic qui fait 300 pm).

Notons que la formule 2.26 pour une FWHM de 300 pm donne une longueur d'OPD L_{OPD} de 2,4 mm ce qui ne correspond pas à la longueur totale du paquet. Ici le réseau physique est mesuré à 0,8 mm.

Nous cherchons à augmenter la sensibilité sur le décalage d'un pic dans l'optique de réaliser un capteur à haute précision. C'est pourquoi il faut augmenter le nombre d'informations présentes dans l'interférogramme. Nous avons vu qu'augmenter le nombre d'informations présentes dans l'interférogramme se fait en augmentant le nombre de franges. Ceci se fait donc en augmentant la longueur de cohérence de la source (la lumière réfléchie par le réseau de Bragg). Cela revient à choisir un réseau de Bragg de longueur plus longue.

Lorsqu'on observe l'interférogramme associé au spectre réfléchi d'un réseau de Bragg simple de longueur plus grande, le spectre est donc plus fin et l'interférogramme est plus étendu (cohérence plus longue jusqu'à 2 cm d'OPD). Le réseau de Bragg mesuré ci-dessous présente pour caractéristiques théoriques et mesurées par IXFIBER :

- FWHM théorique inférieure à 50 pm et mesurée à 40 pm (66 pm avec le ZOOM sans symétrie de l'interférogramme avant la transformée de Fourier)
- Longueur d'onde centrale théorique de 850 nm et mesurée à 849,85 nm (849,83 avec le ZOOM)
- Réflectivité théorique supérieure à 85 % et mesurée à 90 %
- Apodisé : lorsque le réseau est plus long l'apodisation est moins nécessaire et elle est moins visible sur l'interférogramme (FIG. 41-b)

Fig. a

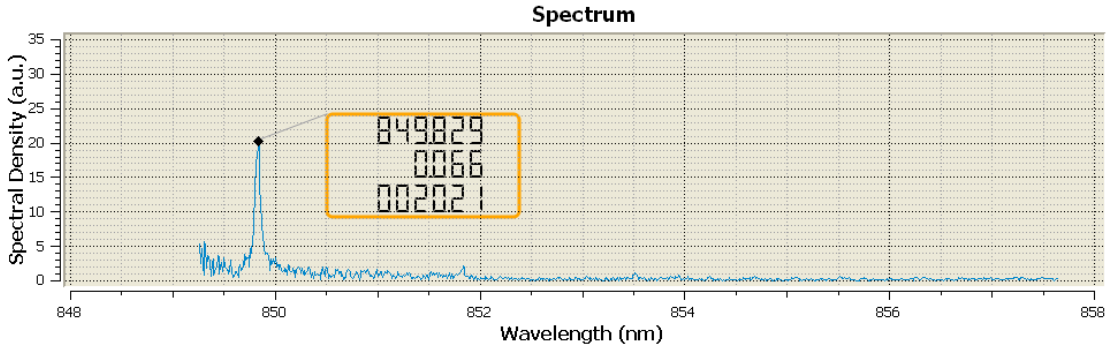


Fig. b

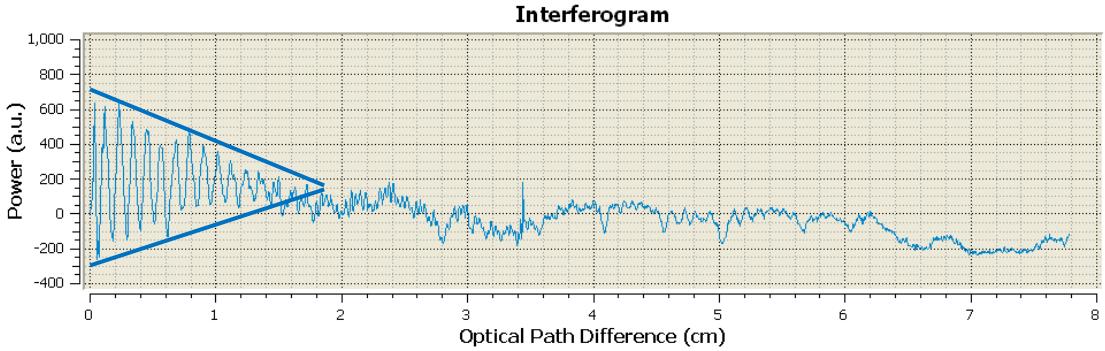


FIG. 41 : Spectre réfléchi par un FBG simple long et interférogramme associé relevé par le logiciel Spectra Resolver avec un interrogateur ZOOM Spectra. Le niveau moyen n'est pas défini de manière idéale.

Sur l'interférogramme on reconnaît la forme de l'autocorrélation (FIG. 41-b) cependant le niveau moyen est mal défini. Ce problème est du à la calibration du ZOOM Spectra. En effet pour chaque ZOOM l'intensité de chaque plot d'or est calibrée pour chaque longueur d'onde. Ici la calibration n'est pas idéale pour cette longueur d'onde c'est pourquoi nous utilisons parfois une mesure différentielle (FIG. 40-b ou FIG. 44-c) permettant de se soustraire au problème d'un niveau moyen non nul.

Ici la formule (2.26) pour une FWHM de 40 pm donne une longueur d'OPD L_{OPD} de 1,8 cm ce qui est cohérent avec la mesure de l'interférogramme (cf. FIG. 41-b). On peut d'ailleurs déduire la longueur physique de ce réseau de Bragg long, soit 6 mm.

De la même façon que pour un réseau plus court, la totalité de la résolution de SWIFTS n'est ici pas nécessaire et 25 % suffit. À l'inverse nous avons vu dans le chapitre 2 que la résolution du ZOOM est de 10 pm ; ainsi le spectre le plus étroit observable à 850 nm est de largeur à mi-hauteur 10 pm et il faudra alors utiliser 100 % de la résolution du SWIFTS. Cependant pour ce genre de réseau de très grande longueur physique, il sera difficile de garantir des réseaux longs rigoureusement en phase et on observera en général une destruction de la qualité du pic réfléchi.

3.4.3.2 Réseau de Bragg à saut de phase (PSFBG)

Certaines applications nécessitent une réponse spectrale maximale dans une bande extrêmement fine, ce qui se traduit par un minimum de transmission. Pour ce type d'application, la technologie envisagée est d'utiliser un réseau de Bragg dans lequel on a introduit un saut de phase de π dans la modulation sinusoïdale de l'indice de réfraction, phénomène bien décrit par Ferdinand *et al.* ou Chehure *et al.* [47]–[49]. Ce saut de phase est

inscrit au centre du réseau. Les réseaux de Bragg à saut de phase (PSFBG) ont déjà été utilisés avec succès pour des mesures de déformation par Ferdinand [50] ou pour d'autres applications plus spécifiques comme des détecteurs à ultrasons [51].

Notons que la valeur du saut de phase détermine la position spectrale de la bande fine de transmission dans le spectre. La bande de transmission est centrée dans le cas d'un saut de phase de π. La position du saut de phase au sein de la structure physique détermine le contraste interférentiel et donc le coefficient de transmission de la bande fine. Le coefficient est de 100 % si le saut de phase est inscrit au milieu du réseau.

Pour notre application, l'utilisation d'un réseau PSFBG de saut de phase permet en utilisant le spectre réfléchi (cf. FIG. 42-a) d'avoir un pic fin sur lequel nous pouvons mesurer un décalage précis. Les caractéristiques théoriques et mesurées par IXFIBER de ce réseau sont les suivantes :

- FWHM théorique de l'enveloppe de 300 pm et mesurée à 357 pm (360 pm avec le ZOOM)
- Longueur d'onde centrale théorique de 849,9 nm et mesurée par IXFIBER à 849,63 nm (849,75 avec le ZOOM)
- Réflectivité théorique supérieure à 90 % et mesurée par IXFIBER à 98,4 %
- FWHM du pic intérieur mesurée par le ZOOM à 10 pm $\pm$ 1 pm (et non mesuré par IXFIBER)

Fig. a

Fig. b

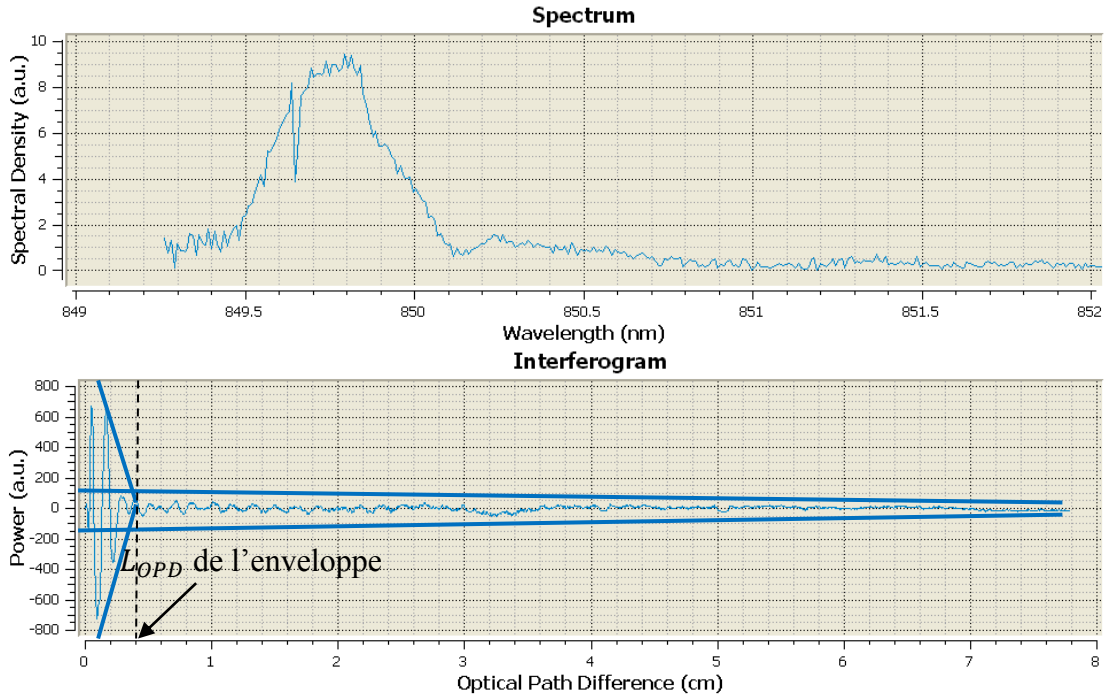


FIG. 42 : Spectre réfléchi par un PSFBG de saut de phase et interférogramme associé relevé par le logiciel Spectra Resolver avec un interrogateur ZOOM Spectra.

Nous constatons que l'utilisation de l'interférogramme (cf. FIG. 42-b) n'est ici pas vraiment recommandée. En effet, à très haute OPD, le rapport signal à bruit n'est plus suffisant pour obtenir une mesure précise. Les franges localisées près du miroir correspondent à l'interférogramme de l'enveloppe (cf. FIG. 43) tandis que l'interférogramme correspondant au pic fin est très étendu. L'intérêt de l'interférogramme est l'étude des haute OPD or ici l'étude de ces OPDs n'est pas du tout optimal en matière de rapport signal sur bruit. La mesure du décalage du paquet de frange étendu possède plus d'information que celle contenue dans le décalage du pic mais le SNR limite cette utilisation. Autrement dit, il n'y a pas assez « d'énergie » contenue dans le pic spectral très fin pour que la mesure ait un bon SNR.

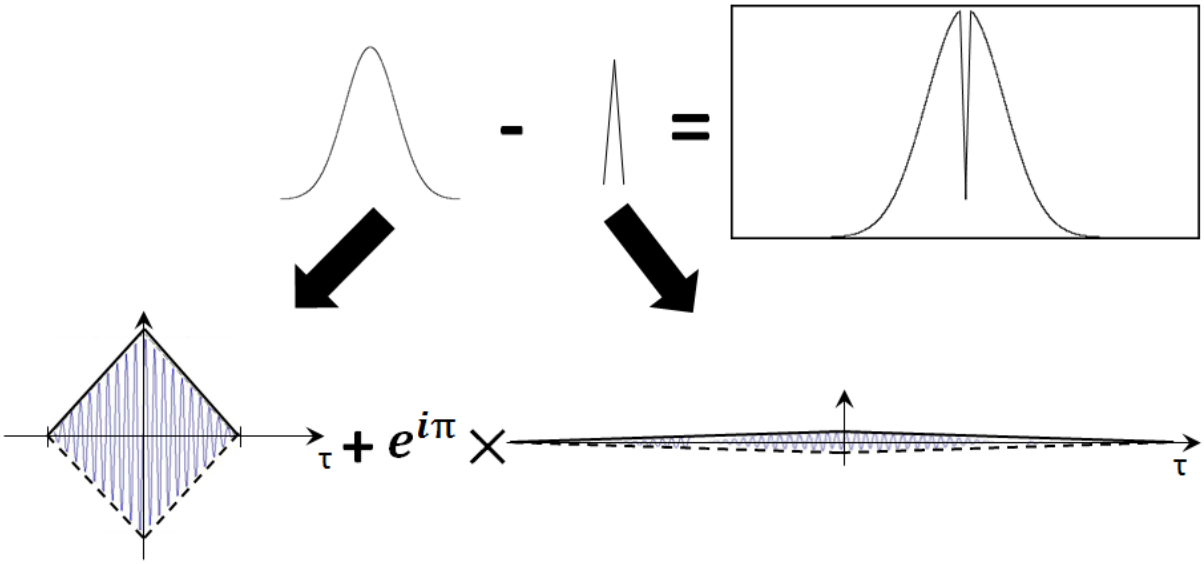


FIG. 43 : Explication de la forme de l'interférogramme pour un réseau de Bragg à saut de phase de π.

Dans la figure ci-dessus, les sinusoïdes des ondes (correspondant chacune à une forme dans le spectre) ont la même fréquence mais sont en opposition de phase (à cause du saut de phase de π) d'où l'addition des interférogrammes sur la figure FIG. 42.

Notons que si ce réseau a un faible SNR, il est néanmoins intéressant car lorsqu'on calcule la longueur de cohérence de la source de Bragg L_{OPD} en utilisant la formule (2.26), on trouve une longueur de cohérence en OPD de 7,2 cm soit quasiment la longueur maximale de cohérence disponible sur le ZOOM ce qui nécessite d'utiliser le ZOOM à 100 % de sa résolution. À l'inverse, la longueur de cohérence de l'enveloppe vaut 2,4 mm en OPD.

Remarquons qu'on pourrait améliorer le rapport signal sur bruit en ne tenant pas compte des points d'échantillonnage au miroir qui limite le SNR.

Finalement, nous déduisons donc de cette mesure que l'idéal en matière de SNR correspond en une succession de pic très fin. Cela semble le meilleur compromis entre « l'énergie » apportée par ces pics et leur finesse pour réaliser un capteur de Bragg de haute précision (inférieur à un femtomètre de décalage du spectre). D'où l'idée d'une cavité Fabry-Perot à réseaux de Bragg permettant une telle succession de pics fins. Dans la partie 3.4.4 nous étudierons donc ces 3 réseaux de Bragg en fonction du bruit et de la sensibilité recherchée.

3.4.3.3 Cavité Fabry-Perot à réseaux de Bragg (GFPC)

La technique d'inscription photosensible UV permet d'aller au-delà de l'inscription de réseaux de Bragg simples. En effet elle peut être mise à profit pour réaliser des dispositifs à réseaux de Bragg plus complexes comme par exemple des filtres optiques ou des interféromètres de type Fabry-Perot ouvrant la voie à de nouveaux dispositifs intégrés tout-fibrés.

On peut obtenir ce que nous appelons une cavité Fabry-Perot à réseaux de Bragg (GFPC) en inscrivant deux réseaux de Bragg identiques côte à côte, chacun jouant le rôle d'un des miroirs de la cavité (cf. FIG. 44-a). Le nouveau type de filtre créé présente une répétition de filtre beaucoup plus sélectif qu'un réseau simple comme celui vu précédemment. On peut rappeler que l'interférogramme réfléchi par un GFPC donne des paquets d'ondes équidistants d'amplitudes exponentiellement décroissantes (cf. partie 2.4.2). Les caractéristiques de ce réseau sont les suivantes :

- FWHM théorique de l'enveloppe inférieure à 150 pm et mesurée par IXFIBER à 130 pm (148 pm avec le ZOOM)
- Longueur d'onde centrale théorique de 851 nm et mesurée par IXFIBER à 851,05 nm (850,95 avec le ZOOM)
- Réflectivité théorique égale à 50 % permettant de maximiser les deux premiers paquets de l'interférogramme (cf. partie 3.6.1)
- Longueur de cavité théorique L_{cav} de 19 mm

Les pics présents sous l'enveloppe dans la mesure du spectre présentent des largeurs à mi-hauteur mesurées avec le ZOOM d'environ 7 ou 8 pm.

Fig. a

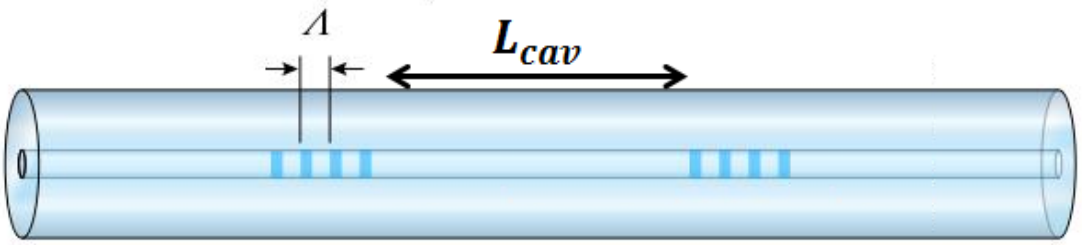


Fig. b

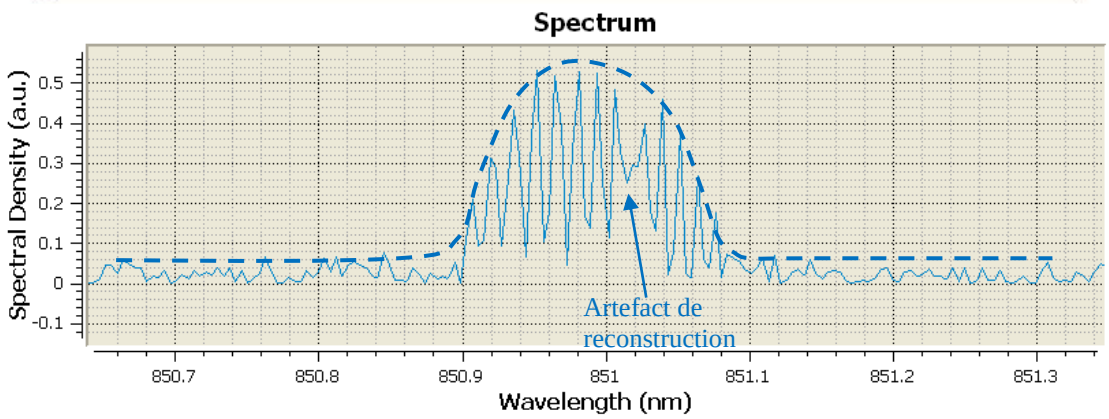


Fig. c

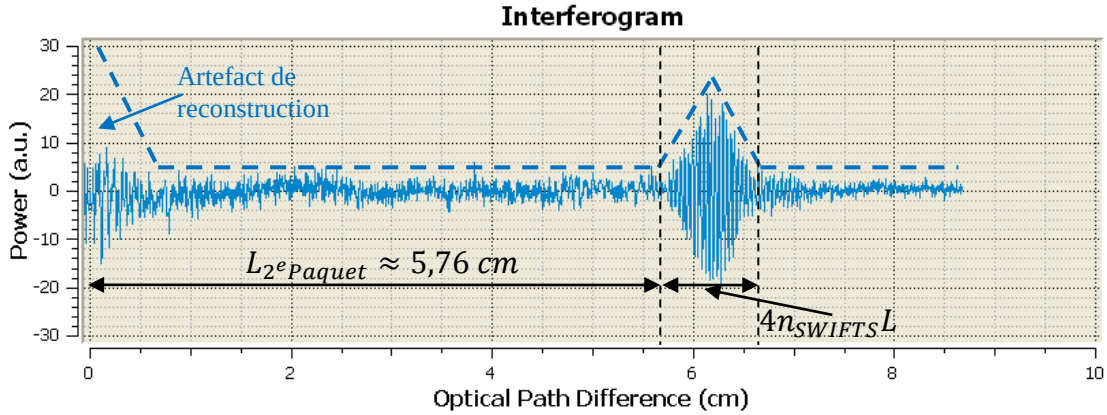


FIG. 44 : (a) Allure du réseau physique pour un GFPC. (b) Spectre réfléchi par un GFPC et (c) interférogramme associé relevé par le logiciel Spectra Resolver avec un interrogateur ZOOM Spectra. Le niveau moyen est correctement défini par mesure différentielle. Le paquet principal est atténué par la méthode différentielle expliquée précédemment.

Sur la figure FIG. 44-c, on retrouve bien l'autocorrélation (vu au chapitre 2) à l'exception du paquet principal situé au zéro OPD qui disparait en partie à cause de la mesure différentielle mais qui permet de niveler l'intensité moyenne à zéro. Le paquet principal ne disparaît pas totalement car lors d'une perturbation il varie légèrement (de manière beaucoup moins rapide que le deuxième paquet). Ainsi ici seul le deuxième paquet est bien contrasté.

Une cavité de 19 mm entraîne une distance en OPD de :

$$L_{2^e Paquet} = 2 \times n_{SWIFTS} \times L_{cav} = 5{,}76\ cm\ , \tag{3.14}$$

avec $n_{SWIFTS} = 1{,}51649$ l'indice du guide du ZOOM utilisé ici (cf. partie 3.6.2 pour plus de détails sur la longueur de la cavité).

Ainsi les paquets suivants (situés à des multiples de $2n_{SWIFTS}(L_{cav} + L)$) sortent de la gamme de mesure du SWIFTS (longueur en OPD maximale de 8,7 cm). Selon la loi de décroissance de l'intensité des paquets vu au chapitre 2 en $R^{2(n-1)-1}(1-R)^2$ avec n le numéro du paquet (partie 2.4.2), les paquets suivants ne possèdent pas un aussi bon rapport signal sur bruit que le deuxième.

Pourtant il est important de noter que plus le paquet est éloigné du miroir, plus le décalage de celui-ci du à une variation de température ou de contrainte est important. En effet lors d'une perturbation de température ou de contrainte (allongement de la fibre), non seulement la longueur de cavité augmente soit sous l'effet de la dilatation thermique ou soit sous l'effet élastique, mais le pas du réseau de Bragg augmente aussi (la longueur du réseau augmente). Ainsi chaque point de l'interférogramme est soumis à une variation homothétique.

Du fait de cette homothétie, l'information sur le déplacement des franges est plus importante dans le cas d'une grande cavité (dans la limite de la plage du SWIFTS) par rapport à une petite.

Non seulement l'interférogramme contient plus d'informations que le spectre pour un GFPC mais de plus l'information est plus facilement détectable et plus précise sur le deuxième

paquet que sur le premier à cause de l'homothétie. Enfin une grande cavité augmentera la sensibilité de la mesure de la perturbation de température ou de contrainte.

Notons que la connaissance de la position spatiale du 2e paquet de l'interférogramme pourrait permettre de créer un SWIFTS adapté avec uniquement des points d'échantillonnages d'utiles c'est-à-dire placé à l'endroit du paquet ce qui résulterait dans une amélioration significative du rapport signal sur bruit (au sens de l'avantage Fellgett).

3.4.4 Choix du réseau en fonction du bruit et de la sensibilité de la mesure

Dans la partie précédente, nous nous sommes intéressés à trois types de réseau de Bragg différents : réseau de Bragg simple court et long, réseau à saut de phase de π et cavité Fabry-Perot à réseaux de Bragg. Afin de déterminer lequel est le meilleur compromis dans l'optique d'un capteur de haute précision, nous avons déjà parlé de la quantité d'information présente dans l'interférogramme. Pour quantifier ce nombre d'information présent pour chaque réseau, nous voulons évaluer le rapport signal sur bruit ainsi que la précision sur la mesure de la phase de l'interférogramme pour les différents réseaux de Bragg. Ces calculs de SNR et de précision seront à développer plus en détail et cette comparaison entre les différents réseaux méritera d'être affinée dans des travaux complémentaires.

Le rapport signal sur bruit

Il est plus facile de raisonner sur le spectre pour calculer le rapport signal sur bruit : il faut prendre en compte un nombre de photon identique envoyé sur chaque réseau ainsi que la largeur spectrale réfléchie par chacun des réseaux.

Dans le cas particulier des réseaux de Bragg on peut définir le rapport signal sur bruit (cf. 3.15) pour des réseaux mesurés avec un ZOOM Spectra (un seul guide). Cette formule provient d'une précédente étude sur l'utilisation de SWIFTS pour des missions spatiales réalisée pour l'ESA [53].

$$SNR = \frac{S.d\lambda/(N_p\Delta\lambda)}{\sqrt{S + N.RON^2}}, \tag{3.15}$$

avec S le nombre total de photons réfléchi par le réseau de Bragg (en photons/s) et donc entrant dans le SWIFTS, $d\lambda$ est la résolution spectrale du SWIFTS utilisé soit 10 pm à 852 nm, $\Delta\lambda$ la largeur à mi-hauteur du réseau de Bragg, N_p le nombre de pics présents dans le spectre, N le nombre de point d'échantillonnage nécessaires (soit 2048 pour une résolution de 100 %) et RON est le bruit de lecture (24 électrons par pixel pour SWIFTS).

Considérant un flux minimal de 1 nW correspondant à un pic simple et fin (réseau de Bragg long par exemple) et en utilisant la relation de Planck-Einstein $E = hc/\lambda$, nous pouvons calculer S à une longueur d'onde de 850 nm : $S_1 = 4{,}3.10^9$ photons. pixel^{-1}. s^{-1}.

Les résultats du SNR pour les différents réseaux de Bragg sont présentés dans le tableau Table 6. Nous choisissons pour cette comparaison une cavité Fabry-Perot avec 12 pics et une longueur de cavité maximale.

La précision de la phase

Ici nous présentons une étude préliminaire sur la précision sur la mesure de la phase de l'interférogramme pour différents réseau de Bragg. Nous utilisons ici une forte approximation postulant que la précision sur la phase est dépendante uniquement du rapport signal sur bruit et de la largeur à mi-hauteur du pic réfléchi à une longueur d'onde donnée. La précision attendue sur la mesure de phase de l'interférogramme réfléchi par un réseau de Bragg est alors donnée par la formule (3.16). Plus la précision est petite plus la mesure de la perturbation (température ou déformation) sera précise.

$$\sigma_{\varphi} = \frac{\Delta\lambda}{SNR}, \tag{3.16}$$

En reprenant les quatre exemples de réseaux précédents avec un réseau de Bragg simple théoriquement un peu plus long pour pouvoir comparer les 3 réseaux avec une largeur à mi-hauteur égale. Nous avons donc le tableau suivant à 850 nm.

Le réseau de Bragg utilisé :	**Simple court**	**Simple long**	**Saut de phase de π**	**Cavité Fabry-Perot**
FWHM $\Delta\lambda$ du plus petit élément	300 pm	10 pm	10 pm	10 pm
Nombre de point d'échantillonnage N	205 (10 %)	2048 (100 %)	2048 (100 %)	2048 (100 %)
Nombre de pic N_p	1	1	1	12
S (en fonction de S_1)	30 S_1	S_1	29 S_1	12 S_1
SNR calculé	$1{,}1.10^4$	$6{,}6.10^5$	$3{,}5.10^5$	$1{,}9.10^4$
Précision normalisée par rapport au réseau long	1800	1	1,93	35

Table 6 : Caractéristiques permettant de calculer le SNR avec un ZOOM Spectra. La précision attendue est donnée en fonction de celle d'un réseau de Bragg simple long.

Réduire la largeur à mi-hauteur du spectre réseau de Bragg en allongeant le réseau physique permet d'augmenter le SNR et c'est donc une piste à envisager pour avoir un signal moins bruitée. Par ailleurs, la précision normalisée par rapport au réseau de Bragg long s'améliore aussi lorsque la largeur à mi-hauteur diminue. La précision sur la mesure de la phase pour une cavité Fabry-Perot est moins bonne que celle du saut de phase de π. Cependant, dans une étude plus exacte, il faudra prendre en compte le fait que pour une cavité Fabry-Perot, le paquet mesuré n'est pas le paquet principal. Ce paquet est certes moins contrasté mais pour une même perturbation la phase des franges varie plus vite (à cause de la variation homothétique de l'interférogramme).

Les approximations faites dans cette partie méritent un travail plus approfondis permettant d'intégrer l'effet de la longueur de la cavité et du contraste des franges de l'interférogramme.

Finalement d'après les considérations des parties précédentes, la cavité Fabry-Perot nous a semblé le meilleur compromis pour un capteur de précision.

3.5 Simulation

Pour prévoir théoriquement le spectre réfléchi par un réseau de Bragg et son interférogramme associé, nous utilisons ici la méthode des matrices de transferts permettant de déterminer la réflectivité globale en cascadant les matrices correspondant soit à une propagation dans une section de fibre homogène ou soit à une transition entre deux sections de fibres homogènes.

On pourra donc introduire un défaut au centre du réseau de Bragg représenté soit par une longueur de cavité pour réaliser une cavité Fabry-Perot à réseaux de Bragg, soit par un saut de phase pour réaliser un réseau à saut de phase. Par la suite on pourra simuler l'impact des différentes caractéristiques de ce défaut sur les réponses optiques : le spectre et l'interférogramme.

La figure FIG. 45 montre le schéma du profil d'indice selon l'axe de la fibre. Ici le défaut représenté est une cavité de longueur L_{cav}.

La fibre est divisée en succession de deux sections notées, section a avec une propagation dans une partie de la fibre d'indice n_{mod}, et section b avec une propagation dans une partie de la fibre d'indice n_{moy}. L'alternance de ces deux sections a et b permet de simuler un réseau de Bragg de période Λ tel que :

$$\Lambda = a + b \,, \tag{3.18}$$

$$avec \quad a = \frac{\lambda_{Bragg}}{4n_{eff,a}} \quad et \quad b = \frac{\lambda_{Bragg}}{4n_{eff,b}} \,. \tag{3.19}$$

Où $n_{eff,a}$ et $n_{eff,b}$ sont définis ci-dessous par les formules (3.21). Les équations (3.18) et (3.19) satisfont à la condition de Bragg (Equation (3.5) cf. partie 3.3.1) permettant d'obtenir un pic spectral en réflexion à la longueur d'onde choisie λ_{Bragg} soit 852 nm dans le cas présent.

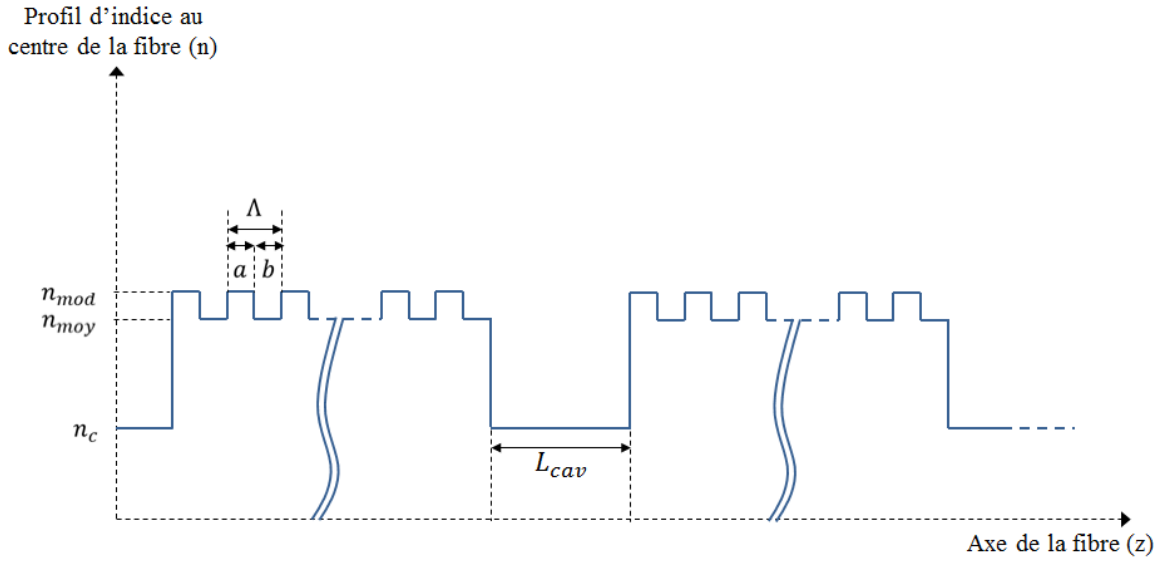


FIG. 45 : Profil d'indice d'une fibre contenant un GFPC selon l'axe de la fibre. Le pas du réseau est représenté ici par l'alternance de couche a et b.

Comme défini partie 3.2.2.2 équations (3.3) et (3.4) l'indice effectif $n_{eff}(\lambda)$ de la fibre étant fixé pour chaque section, on peut déterminer k_0 le vecteur d'onde dans le vide.

$$k_0 = \frac{\beta}{n_{eff}(\lambda)} = \frac{2\pi}{\lambda}. \tag{3.20}$$

Dans cette approche matricielle, les deux sections de fibres sont traitées comme des milieux homogènes avec l'indice $n_{eff,i}$ fixé $(i = a, b)$. Le même genre d'approche ayant déjà été utilisé dans la littérature [44], [54]–[59] notamment pour des guides d'ondes en simulant la réflectivité. On a :

$$\begin{aligned} k_a &= k_0 n_{eff,a} = k_0 n_{mod}\,, \\ k_b &= k_0 n_{eff,b} = k_0 n_{moy}\,, \\ k_{cav} &= k_0 n_{eff} = k_0 n_c\,. \end{aligned} \tag{3.21}$$

Pour obtenir la réflectivité et la transmissivité de la structure Fabry-Perot de Bragg, une matrice de transfert M est définie pour relier les amplitudes des champs propagatifs et contra-propagatifs entrants et sortants (définis comme à la figure FIG. 36) dans chaque section de fibre de longueur égale à la période Λ :

$$\begin{bmatrix} U_{in}^{+} \\ U_{in}^{-} \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} U_{out}^{+} \\ U_{out}^{-} \end{bmatrix}. \tag{3.22}$$

a) Dans le cas où $n_c = n_{moy}$, on a :

Selon la polarisation, les amplitudes des champs dans l'équation (3.22) représentent soit le champ électrique en polarisation TE ou le champ magnétique en polarisation TM. Nous nous plaçons ici uniquement en mode TE. La matrice de transfert totale M_t qui décrit la relation

entre les ondes entrantes et sortantes du système, est donnée en cascadant les matrices M pour chaque section de la structure :

$$M_t = \begin{bmatrix} \mathrm{M}_{11} & \mathrm{M}_{12} \\ \mathrm{M}_{21} & \mathrm{M}_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathrm{A} & \mathrm{B} \\ \mathrm{C} & \mathrm{D} \end{bmatrix}^{N_1} \begin{bmatrix} e^{ik_{cav}L_{cav}} & 0 \\ 0 & e^{-ik_{cav}L_{cav}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathrm{A} & \mathrm{B} \\ \mathrm{C} & \mathrm{D} \end{bmatrix}^{N_2} . \quad (3.23)$$

Ici A, B, C, D représentent les éléments de la matrice de transfert M pour une période. Cette matrice doit être élevée à la puissance N_1 ou N_2 pour représenter le nombre de période de chacun des deux réseaux de Bragg formant la cavité Fabry-Perot. La cavité rajoute une phase $k_{cav}L_{cav}$ pour les ondes directes et réfléchies comme indiquée par la matrice centrale. Pour un système sans pertes, comme c'est l'hypothèse ici, $\mathrm{C} = \mathrm{B}^*$ et $\mathrm{D} = \mathrm{A}^*$ permettant de définir complètement les matrices de transfert avec les éléments suivants [44] :

$$\mathrm{A} = e^{ik_a a}\left[\cos(k_b b) + \frac{i}{2}\left(\frac{k_b}{k_a} + \frac{k_a}{k_b}\right)\sin(k_b b)\right], \quad (3.24)$$

$$\mathrm{B} = e^{ik_a a}\left[\frac{i}{2}\left(\frac{k_b}{k_a} - \frac{k_a}{k_b}\right)\sin(k_b b)\right]. \quad (3.25)$$

En utilisant les équations (3.23) à (3.25), on peut calculer les réflectivités et transmissivités pour une géométrie donnée en résolvant les termes de la matrice $M_t(\lambda)$. Sachant que la réflectivité et la transmissivité sont données par :

$$T = \left(\frac{1}{\mathrm{M}_{11}}\right)^2 \quad et \quad R = \left(\frac{\mathrm{M}_{21}}{\mathrm{M}_{11}}\right)^2 . \quad (3.26)$$

b) Cependant dans les fibres utilisées on a en général $n_c \neq n_{moy}$, donc il faut tenir compte de chaque passage d'un indice à un autre en intégrant les matrices de passage suivantes :

$$\mathrm{T}_{\mathrm{ca}} = \frac{1}{2k_{cav}}\begin{bmatrix} k_{cav} + k_a & k_{cav} - k_a \\ k_{cav} - k_a & k_{cav} + k_a \end{bmatrix}, \quad (3.27)$$

$$\mathrm{T}_{\mathrm{bc}} = \frac{1}{2k_b}\begin{bmatrix} k_b + k_{cav} & k_b - k_{cav} \\ k_b - k_{cav} & k_b + k_{cav} \end{bmatrix}. \quad (3.28)$$

Et on a donc la formule pour M_t suivante :

$$M_t = \mathrm{T}_{\mathrm{ca}} \begin{bmatrix} \mathrm{A} & \mathrm{B} \\ \mathrm{C} & \mathrm{D} \end{bmatrix}^{N_1} \mathrm{T}_{\mathrm{bc}} \begin{bmatrix} e^{ik_{cav}L_{cav}} & 0 \\ 0 & e^{-ik_{cav}L_{cav}} \end{bmatrix} \mathrm{T}_{\mathrm{ca}} \begin{bmatrix} \mathrm{A} & \mathrm{B} \\ \mathrm{C} & \mathrm{D} \end{bmatrix}^{N_2} \mathrm{T}_{\mathrm{bc}} . \quad (3.29)$$

Les formules (3.24) à (3.26) restent identiques et on peut de la même manière que précédemment calculer la réflectivité et la transmissivité.

3.5.1 Réseau de Bragg simple

Lorsqu'on veut simuler un réseau de Bragg simple sans cavité par cette méthode, il suffit de simuler avec une longueur de cavité $L_{cav} = 0$ à partir de l'équation (3.29) pour avoir :

$$\mathrm{M_t} = \mathrm{T_{ca}} \begin{bmatrix} \mathrm{A} & \mathrm{B} \\ \mathrm{C} & \mathrm{D} \end{bmatrix}^{\mathrm{N_1}} \mathrm{T_{bc}} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \mathrm{T_{ca}} \begin{bmatrix} \mathrm{A} & \mathrm{B} \\ \mathrm{C} & \mathrm{D} \end{bmatrix}^{\mathrm{N_2}} \mathrm{T_{bc}} \,. \tag{3.30}$$

Le nombre de période du réseau correspond donc à la somme $N = N_1 + N_2$. En prenant $N_1 = N_2 = 64\Lambda$ dans notre exemple, on a un réseau de 128 périodes. Ainsi en fixant la longueur d'onde et les différents indices de la fibre :

$$\begin{aligned} \lambda_{Bragg} &= 0{,}852\ \mu m\,, \\ n_c &= 1{,}463\,, \\ n_{moy} &= 1{,}468\,, \\ n_{mod} &= 1{,}47\,. \end{aligned} \tag{3.31}$$

On peut alors simuler le spectre et l'interférogramme réfléchis par le réseau. La simulation de l'interférogramme est une nouveauté et permettra par la suite d'étudier l'influence des différents paramètres du réseau physique sur la forme de l'interférogramme théorique et expérimental.

Dans cette simulation, les réseaux de Bragg ne sont pas apodisés, on retrouve ainsi les lobes secondaires dans le spectre et le triangle dans l'interférogramme. En réalité les réseaux de Bragg utilisés sont apodisés.

Fig. a

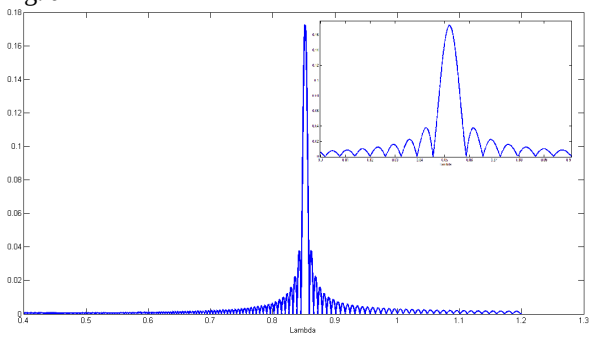


Fig. b

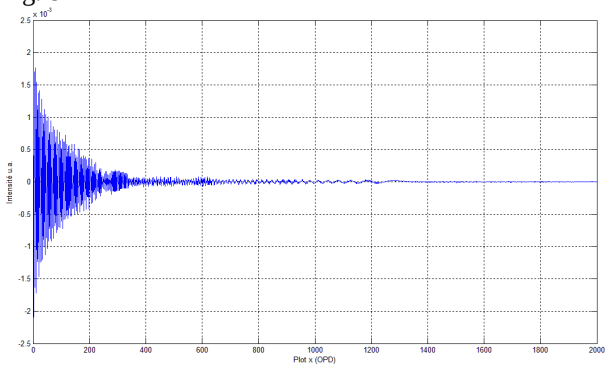


FIG. 46 : Spectre et interférogramme simulés pour un réseau de Bragg simple.

3.5.2 Réseau de Bragg à saut de phase

Pour créer un saut de phase de π à partir d'une cavité avec cette méthode, il faut alors prendre une cavité de longueur nulle et au lieu de faire une alternance $abab$ comme c'était le cas dans un réseau simple, il faut faire une alternance $abbab$ (cf. FIG. 47) pour avoir les deux parties du réseau en opposition de phase. Cela correspond à un défaut d'une demi-période mais d'indice n_{moy} au lieu de n_c dans le cas d'une cavité Fabry-Perot.

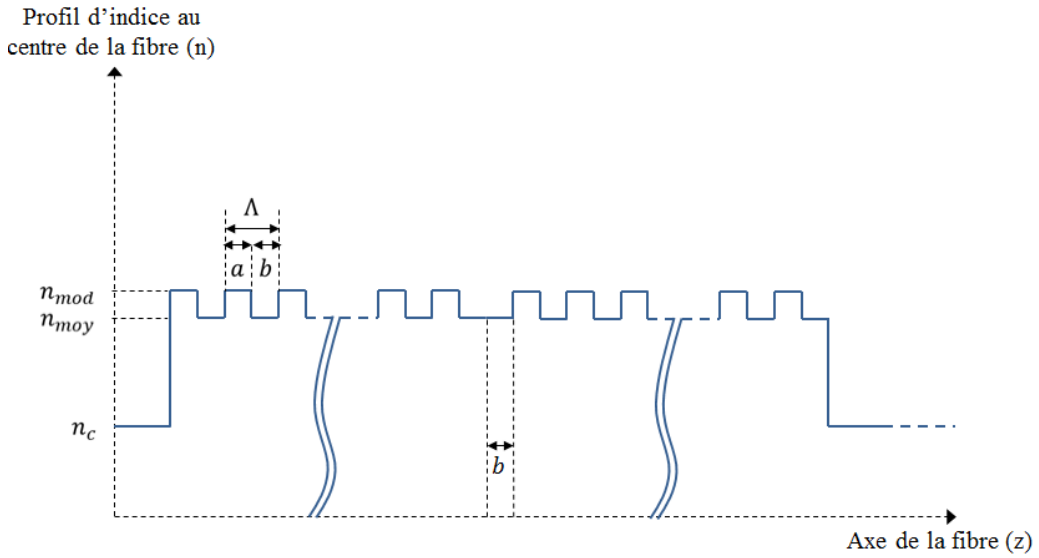


FIG. 47 : Profil d'indice d'une fibre contenant un saut de phase de π selon l'axe de la fibre. Le saut de phase est représenté par une couche

Fig. a

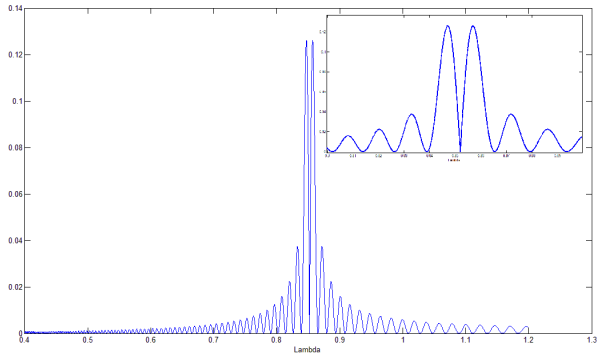


Fig. b

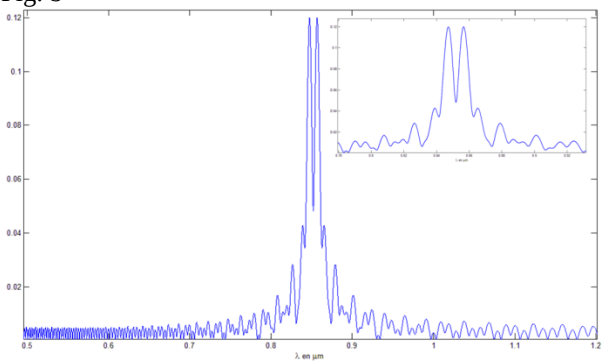


FIG. 48 : Spectre avec un contraste de 100 % et spectre avec un contraste moins bon (saut de phase décalé) simulés pour un réseau de Bragg à saut de phase de π.

Cette simulation permet en particulier de vérifier que selon la position du défaut dans le réseau, le contraste change. Un défaut au milieu du réseau donne un contraste de 100 % (cf. FIG. 48-a) tandis qu'un défaut décalé par exemple à 75 % du réseau donne un contraste inférieur (cf. FIG. 48-b).

Cependant cette méthode de simulation ne fonctionne pas pour prédire correctement l'interférogramme d'un réseau de Bragg à saut de phase de π. En effet représenter un saut de phase lorsqu'on approxime un réseau de Bragg sinusoïdale par un réseau de Bragg carré empêche d'être correct sur la représentation du saut de phase en terme d'autocorrélation.

3.5.3 Cavité Fabry-Perot à réseaux de Bragg

Le cas qui nous intéresse le plus est la cavité Fabry-Perot à réseaux de Bragg. À présent, on impose donc une longueur de cavité $L_{cav} = 500\Lambda$ qui correspond environ à l'ordre de grandeur des cavités physiques testées.

Fig. a

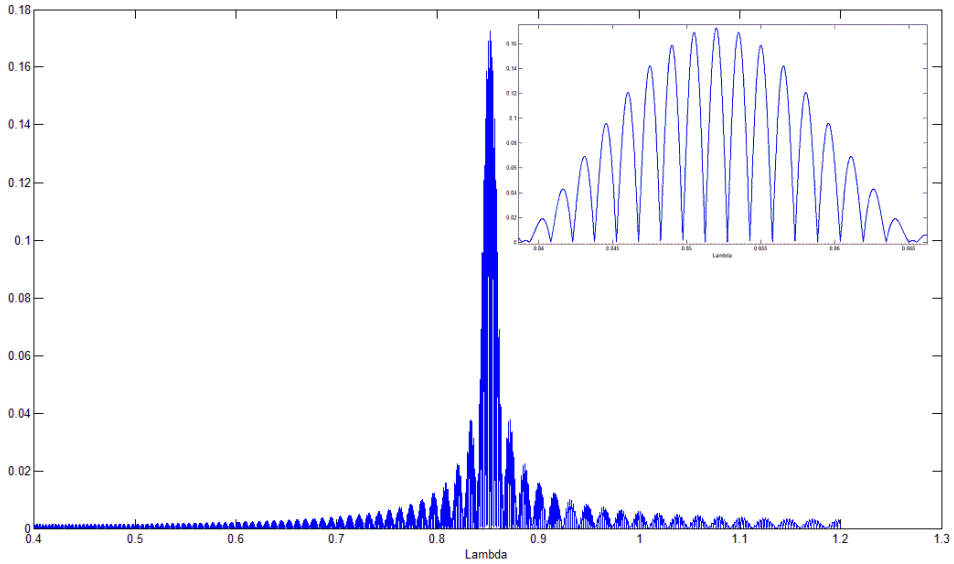


Fig. b

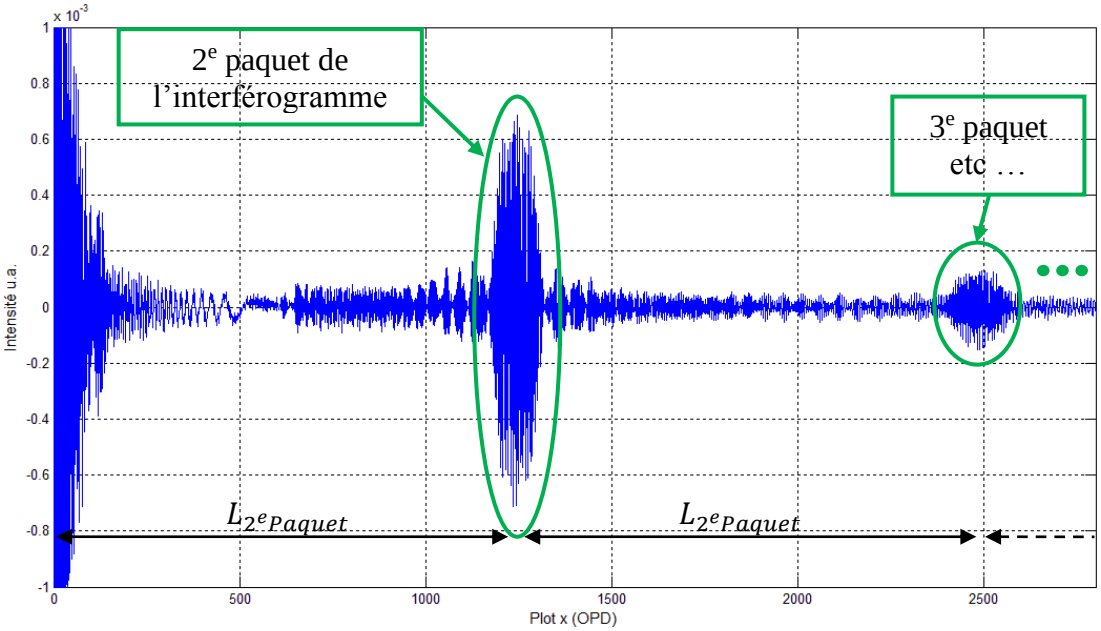


FIG. 49 : Spectre (a) et interférogramme (b) simulés par méthode matricielle pour un GFPC. On peut distinguer le deuxième paquet utilisé dans la technologie SWIFTS ainsi que le troisième paquet en bout de bande. La distance séparant le 2e paquet du miroir est la même que celle qui sépare deux paquets consécutifs.

En augmentant le nombre de plot échantillonnant, on peut voir d'autres paquets répartis de manière équidistante jusqu'à atteindre un paquet de contraste nul (cf. FIG. 49-b). On verra que dans la suite nous n'utiliserons que les deux premiers paquets de l'interférogramme car le contraste se dégrade très vite. Et dès le 4e paquet, le niveau de bruit est quasiment de l'ordre de grandeur de l'amplitude du paquet.

Cette simulation va nous permettre de regarder les contraintes à imposer aux différents paramètres physiques de la cavité à réseaux de Bragg dans le but d'utiliser ce réseau comme un capteur de Bragg à haute précision.

3.6 Paramètres spécifiques pour une expérience avec un GFPC

Les différentes caractéristiques que nous pouvons fixer (en le spécifiant à IXFIBER) lors de la création du réseau physique sont les suivantes :

- La réflectivité d'un réseau de Bragg
- La longueur de la cavité
- La longueur d'un réseau de Bragg
- Le pas d'un réseau de Bragg

Pour une longueur d'onde donnée, le pas du réseau est cependant fixé et il détermine la période spatiale des franges dans l'interférogramme (cf. formule 2.32). La longueur de la cavité va déterminer la distance du 2e paquet au miroir et donc le nombre de paquet observable sur le spectromètre SWIFTS. Enfin, la longueur d'un réseau détermine la largeur des paquets dans l'interférogramme. Observons donc l'effet de ces différentes caractéristiques sur le spectre et l'interférogramme mesuré par un SWIFTS.

3.6.1 Réflectivité

Pour un GFPC, la valeur de la réflectivité des deux réseaux formant la cavité doit être ajustée afin de maximiser la puissance réfléchie. Comme vu dans la partie 2, chacun des deux réseaux identiques se comportent comme un miroir semi-réfléchissant à la longueur d'onde de Bragg. On leur attribue une réflectivité R et une transmissivité $T = 1 - R$.

On peut donc calculer le produit des puissances réfléchies (cf. FIG. 50 ci-dessous) avec uniquement deux paquets visualisables dans le spectromètre SWIFTS (c'est-à-dire pour une cavité inferieure à 28 mm comme nous le verrons dans la partie suivante). Le choix de ne regarder que les deux premiers paquets, soient celui au miroir et le 2e, a été pris car le rapport signal sur bruit des autres paquets après le 2e est insuffisant pour espérer gagner de l'information. Notons que le dispositif reste une cavité Fabry-Perot (et non un dispositif Michelson) car les réflexions négligées pour l'optimisation du 2e paquet interviennent notamment dans le calcul du bruit.

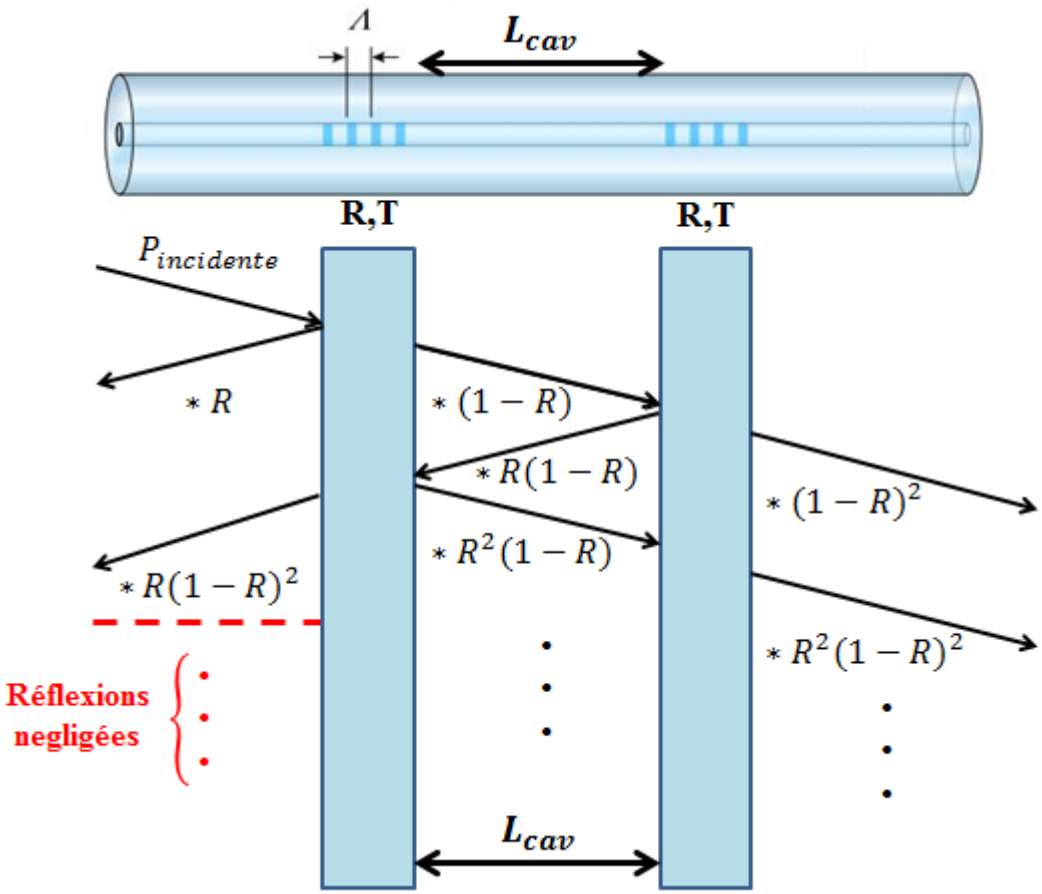


FIG. 50 : Schéma de principe permettant de calculer la réflectivité maximisant la puissance réfléchie.

Pour calculer la réflexion totale, il faut sommer toutes les ondes réfléchies. Mais en pratique, les seules réflexions visualisables dans SWIFTS pour une longueur de cavité choisie inférieure à 28 mm (à cause de la longueur du guide SWIFTS) sont les deux premières. On choisit donc de ne garder que les deux premières réflexions et de négliger les réflexions suivantes. Avec cette approximation, la puissance totale réfléchie vaut donc :

$$P_{réfléchie} = P_{incidente} \times R^2(1-R)^2 \tag{3.32}$$

On peut donc calculer la réflectivité pour que la puissance réfléchie mesurée par le SWIFTS pour les deux premiers paquets soit maximale. Ce n'est pas la puissance réfléchie totale mais bien celle du premier et deuxième paquet.

$$\frac{dP_{réfléchie}}{dR} = 0$$

$$P_{incidente} \times \frac{d(R^2(1-R)^2)}{dR} = 0$$

$$2R(1-R)(1-2R) = 0 \tag{3.33}$$

La réflectivité R qui maximise la puissance réfléchie est donc une réflectivité de 50%. En effet une réflectivité de 100% donne une puissance réfléchie par la cavité nulle car aucune lumière ne traverse le premier réseau. La puissance réfléchie vaut donc en théorie le seizième

de la puissance incidente lorsqu'on ne visualise que les deux premiers paquets avec SWIFTS. Cependant lorsqu'on ne garde que les deux premiers paquets, le contraste n'est donc plus à 100 % comme le montre la simulation ci-dessous effectuée en tronquant l'interférogramme après le 2e paquet.

Fig. a Fig. b

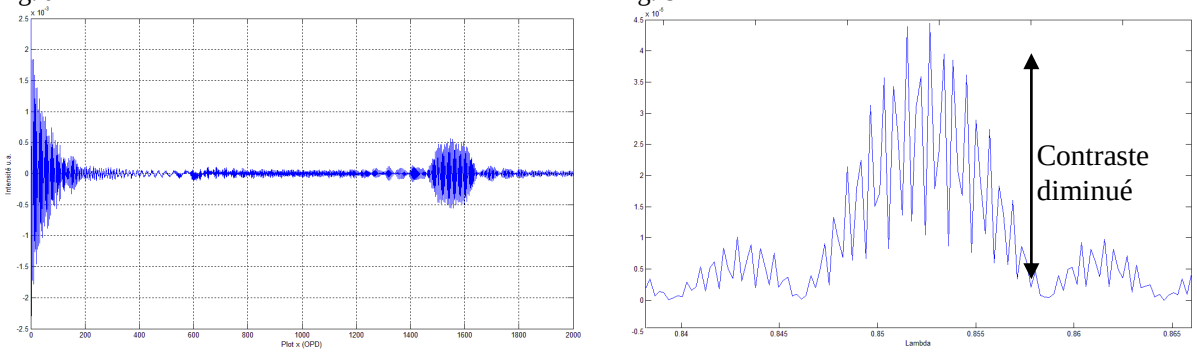


FIG. 51 : Interférogramme (a) et spectre (b) simulés par méthode matricielle en ne gardant que les deux premiers paquets.

De la même manière si les deux réseaux sont de longueurs différentes c'est-à-dire si la cavité n'est pas placée au centre du profil dans la simulation, cela dégrade le contraste.

Ainsi dans la suite, pour ne garder que les deux premiers paquets dans la plage visualisée par le SWIFTS, il faut donc définir correctement la longueur de la cavité Fabry-Perot.

3.6.2 Longueur de la cavité

Une information importante lorsqu'on parle d'une cavité Fabry-Perot en physique concerne la longueur de cette cavité. Dans notre cas pour un GFPC, la longueur de la cavité est déterminante car elle change la position du second paquet d'onde de l'interférogramme (cf. FIG. 52-c) dans la mesure effectuée par SWIFTS. Lorsqu'on augmente la cavité, on augmente la distance du second paquet d'onde au miroir. En théorie on augmente aussi la distance aux autres paquets mais ici seul le 2e paquet nous intéresse. Sur la figure ci-dessous les spectres et interférogrammes rouges ont été obtenus avec une cavité plus grande (800 périodes par rapport à 500 périodes).

Fig. a Fig. b

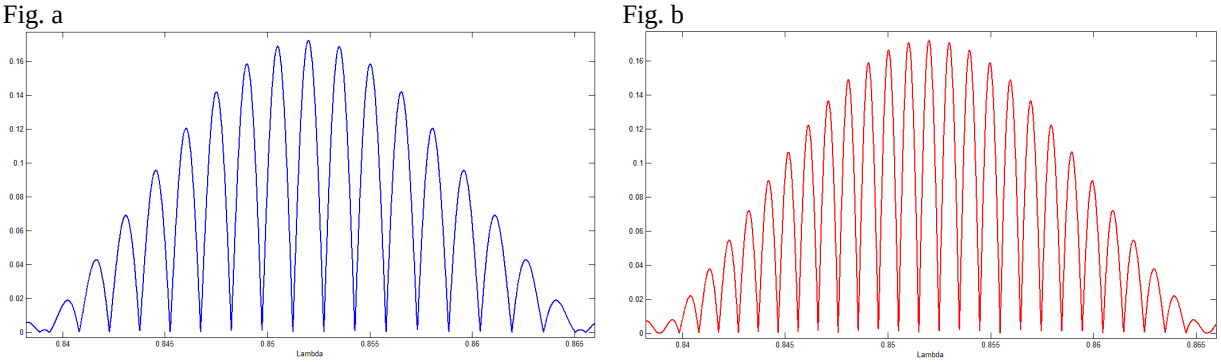


Fig. c

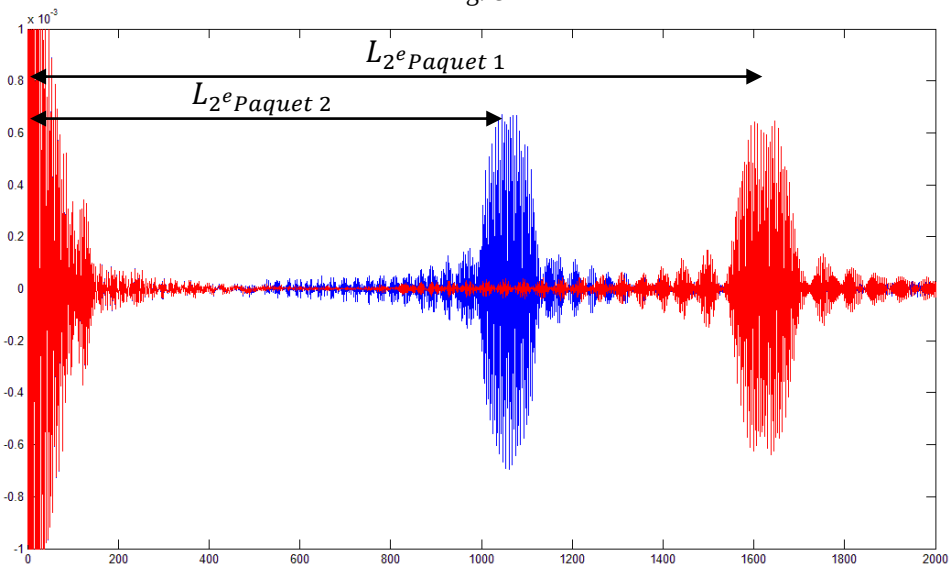


FIG. 52 : (a) Spectre d'un GFPC avec une longueur de cavité de 500 périodes. (b) spectre d'un GFPC avec une longueur de cavité de 800 périodes. Lorsqu'on augmente la longueur de la cavité, on augmente la modulation interne. (c) Interférogramme pour des longueurs de cavités de 500 périodes (en bleu) et de 800 périodes (en rouge).

Dans la technologie SWIFTS, la longueur du guide en OPD est définie par la formule ci-dessous :

$$L_{SWIFTS} = 2 \times n_{SWIFTS} \times dx \times N \,. \tag{3.34}$$

avec dx la distance en OPD entre deux plots consécutifs soit 14 µm pour le ZOOM Spectra, N le nombre de plots considérés soit 2048 pour le ZOOM, et n l'indice du guide. La multiplication par 2 vient du fait que l'onde fait un aller-retour dans le guide.

Ainsi on peut considérer que la longueur de l'échantillonnage optique (en OPD) est de 42,5 µm ($2n_{SWIFTS}dx$).

L'indice du guide de SWIFTS est défini par la loi d'indice suivante qui est une approximation de l'équation de Cauchy-Sellmeier sur le domaine spectrale [600-1100] nm :

$$n_{SWIFTS} = n_0 + n_1\sigma + n_2\sigma^2 \,. \tag{3.35}$$

avec les coefficients n_0, n_1 et n_2 qui dépendent du guide utilisé. Pour le ZOOM utilisé, on a par exemple :

$$n_0 = 1{,}499456 \,,$$

$$n_1 = 1{,}40653.10^{-6} \,,$$

$$n_2 = 1{,}5231.10^{-11} \,,$$

ce qui donne par exemple à 852 nm avec $\sigma = 11737\ cm^{-1}$, une valeur de $n_{SWIFTS} = 1{,}51806$ pour le premier ZOOM utilisé ou $n_{SWIFTS} = 1{,}51649$ pour le deuxième ZOOM plus adapté à l'expérience du chapitre 5.

Les équations (3.34) et (3.35) permettent de calculer la longueur d'OPD maximale disponible sur le guide SWIFTS. On a $L_{SWIFTS} = 8{,}7\ cm$.

De plus, la distance entre le miroir et le centre du deuxième paquet d'onde de l'interférogramme $L_{2^e Paquet}$ est directement définie par :

$$L_{2^e Paquet} = 2 \times n_{SWIFTS} \times (L_{cav} + L)\ , \tag{3.36}$$

avec L_{cav} la longueur de cavité définie précédemment en cm. On peut alors définir la longueur maximum théorique permettant d'observer un deuxième paquet avec SWIFTS :

$$(L_{cav} + L)_{max} = \frac{L_{SWIFTS}}{2n_{SWIFTS}} = 28{,}68\ mm\ . \tag{3.37}$$

Ainsi lorsqu'on utilise un GFPC de cavité inférieur à 28,68 mm, on est sûr que le deuxième paquet de l'interférogramme sera dans la bande spatiale observable par la technologie SWIFTS.

Cette mesure est déterminante en effet car nous avons vu dans la partie 3.3.1 que lorsqu'on applique une contrainte longitudinale ou une variation de température au GFPC, non seulement la longueur de la cavité augmente ce qui déplace le second paquet, mais de plus les pas des deux réseaux augmentent (c'est le principe habituel pour un réseau de Bragg simple). Ainsi quand le pas augmente, les points de l'interférogramme se déplacent de manière homothétique ; donc les points les plus éloignés du miroir se déplacent plus que ceux proches du miroir. Nous reviendrons sur ce déphasage homothétique de l'interférogramme en détail mais c'est celui-ci que nous cherchons à mesurer. Ainsi, à contrainte appliquée égale, une cavité plus longue permettra une meilleure sensibilité de mesure.

Ou dit autrement, lorsqu'on fait varier la longueur de cavité, on fait varier le nombre de pics présents dans la cavité Fabry-Perot (cf. FIG. 52-a et FIG. 52-b). Or plus il y a de pics, plus ils sont fins. Lorsqu'on dispose de pics de plus en plus fins, on exploite de mieux en mieux la résolution du spectromètre SWIFTS et on augmente alors la sensibilité de mesure.

3.6.3 Longueur des réseaux de Bragg définissant la cavité

La longueur des deux réseaux de Bragg de la cavité définit la largeur à mi-hauteur de l'enveloppe du spectre réfléchi. Et la largeur à mi-hauteur du spectre est inversement proportionnelle à la largeur du paquet d'onde comme vu au chapitre 2, formule (2.26).

Ainsi plus le réseau est long physiquement, plus la FWHM du spectre est étroite et plus le paquet de l'interférogramme est long. L'idéal est d'avoir un deuxième paquet de grande longueur sans qu'il n'y ait de recouvrement avec le premier paquet. Cela limite donc la longueur des réseaux pour une cavité fixée L_{cav} à :

$$L_{max} = \frac{\frac{L_{SWIFTS}}{2n_{SWIFTS}} - L_{cav}}{2} = \frac{\frac{8{,}7}{2n_{SWIFTS}} - L_{cav}}{2}\ . \tag{3.37bis}$$

Soit dans le cas d'une cavité de 20 mm par exemple, la longueur des réseaux ne doit pas dépasser 4,3 mm (ce qui, en pratique est raremement le cas avec les réseaux commandés). Par exemple dans la version du GFPC présentée à la partie 3.4.3.3, les deux réseaux physiques identiques mesurent 1,6 mm. La première version (utilisée dans l'éprouvette de la partie 4.5) contenait des réseaux de FWHM de 300 pm. Ainsi nous avons demandé à IXFIBER une FWHM des réseaux du GFPC de 120 pm dans une deuxième version (présentée partie 3.4.3.3 et utilisée au chapitre 5 pour des mesures de déformations de précision).

3.6.4 Fréquence du paquet d'onde

On a vu (chapitre 2 formule (2.31)) que la période spatiale de l'interférogramme est proportionnelle à la longueur d'onde λ. On peut donc affirmer que la fréquence spatiale du deuxième paquet d'onde pour un GFPC est proportionnelle à la longueur d'onde centrale du spectre λ_{Bragg}.

Sous l'effet d'une perturbation (élongation de la fibre par exemple), plus le pas du réseau augmente, plus la longueur d'onde augmente et plus la fréquence du paquet d'onde baisse (ou plus la période du paquet d'onde augmente). Il faut cependant noter que du fait du phénomène de repliement du spectre décrit à la partie 2.4.4, il existe des fenêtres de repliement d'ordre pair et d'ordre impair décrites de manière plus détaillée par Ferrand [1]. Dans une fenêtre de repliement d'ordre impair, lorsque le pas du réseau augmente, la période de l'interférogramme augmente comme c'est le cas dans la réalité ; mais dans une fenêtre de repliement d'ordre pair c'est le phénomène inverse : lorsque le pas augmente, la période diminue (ou la fréquence augmente), allant à l'inverse de la conception naturelle.

Avec le ZOOM Spectra utilisé, lorsqu'on utilise des réseaux de Bragg à la longueur d'onde 852 nm, on se situe dans une fenêtre de repliement d'ordre pair (la 100e) allant de 849,2 nm à 857,7 nm. Ainsi on observe le phénomène inverse : lorsque le pas du réseau augmente, la période diminue.

Avant d'aborder les différentes méthodes de décorrélation de la température et de la déformation dans une mesure par fibre de Bragg, résumons l'effet homothétique créé sur l'interférogramme par une perturbation de déformation par exemple.

Lorsqu'on fait subir une variation de déformation à la fibre de Bragg, la déformation s'exprime comme vu en introduction par le rapport :

$$\varepsilon = \frac{\Delta L_{fibre}}{L_{fibre}}, \tag{3.38}$$

avec L_{fibre} la longueur de la fibre et ΔL_{fibre} la variation de longueur de la fibre créée par la perturbation (soit à cause de l'élasticité dans le cas d'une élongation ou à cause de l'expansion thermique dans le cas d'une variation de température). En tout point de la fibre on a la même déformation ε.

Ainsi, du fait des propriétés de l'interférogramme vu précédemment, l'affirmation suivante est vérifiée : en tout point de l'interférogramme, chaque point subit la même déformation.

Et on a donc pour 2 points A et B de l'interférogramme, la déformation qui s'exprime selon la formule suivante avec M le miroir :

$$\varepsilon = \frac{\Delta\overline{MA}}{\overline{MA}} = \frac{\Delta\overline{MB}}{\overline{MB}}, \tag{3.39}$$

avec $\overline{MA}$ et $\overline{MB}$ les distances respectives du miroir au point A et du miroir au point B.

Pour $\overline{MB} > \overline{MA}$ alors $\Delta\overline{MB} > \Delta\overline{MA}$. Lors d'une déformation les points de l'interférogramme subissent donc une homothétie de centre M et de rapport $(1+\varepsilon)$ avec ε la déformation appliquée. Ainsi on a donc aussi :

$$\varepsilon = \frac{\Delta L_{2^e Paquet}}{L_{2^e Paquet}}, \tag{3.40}$$

avec $L_{2^e Paquet} = L_{cav} + L$, la distance du centre du 2e paquet au miroir, et L_{cav} la longueur de la cavité et L la longueur identique pour les deux réseaux de la cavité. Au premier ordre, on peut approximer ce rapport par :

$$\varepsilon = \frac{\Delta L_{cav}}{L_{cav}}. \tag{3.41}$$

Et c'est ce rapport qui sera utilisé dans les expériences des chapitres 4 et 5. En faisant cette approximation, on estime que le 2e paquet de l'interférogramme varie par translation et non par homothétie bien que l'interférogramme total subisse une homothétie.

Pour estimer cette translation du 2e paquet de l'interférogramme, nous utiliserons soit la méthode des ondelettes de Morlet ou soit une méthode d'interspectre (cf. chapitre 5). Cette technique d'interspectre couplé à une « méthode speckles » a par ailleurs été utilisée avec succès pour estimer un champ de déformation pour le suivi des déformations des aciers à chaud par Pradille *et al.* [60]. Pour réaliser cette étude, Pradille s'est inspiré d'une méthode développée pour l'interférométrie en 1982 par Petrov *et al.* [61] et améliorée par Grec *et al.* [62] et qui se montre plus précise que l'intercorrélation pour de très petits déplacements. Petrov associait alors une analyse interspectrale à la « méthode speckles » inventée pour l'astrophysique par Labeyrie sous le nom d'«interférométrie des tavelures ». Cette méthode se base sur la formation de petites tâches de lumière sur un écran où l'on observe le rayonnement laser réfléchi par une surface métallique ayant des défauts.

Parmi les méthodes de suivi de champ de déformation, on utilise des techniques comparables comme la corrélation d'image qui sera utilisée au chapitre 4.

3.6.5 Sensibilités croisées à la température et à la déformation

Comme dit précédemment, la plupart des travaux sur les capteurs par fibres à réseaux de Bragg se sont focalisés sur les mesures de contraintes ou de températures. En effet, si l'on effectue une variation de température, le pas du réseau Λ et l'indice de réfraction du cœur de la fibre n_{eff} changeront respectivement à cause de l'expansion thermique interne et de l'effet thermo-optique du matériau fibré. Si l'on applique une contrainte longitudinale, Λ et n_{eff} changeront respectivement à cause de l'élasticité et de l'effet photo-élastique du matériau fibré. Pour une variation de température ΔT à contrainte constante ou une contrainte ε appliquée à la fibre de Bragg à température constante, le décalage de la longueur d'onde centrale de Bragg $\Delta\lambda_B$ est donnée par :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_{Bragg}} = (\alpha + \xi)\Delta T \,, \tag{3.42a}$$

ou

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_{Bragg}} = (1 - p)\varepsilon \,, \tag{3.42b}$$

où α est le coefficient d'expansion thermique du matériau, ξ est le coefficient thermo-optique et p est le coefficient photo-élastique [63] et $k = 1 - p$ est appelé le facteur de jauge. Il est en général d'environ 0,8 pour les fibres de Bragg mais peut être différent selon les types de fibres optiques utilisées.

Si S_T et S_ε décrivent respectivement la sensibilité en longueur d'onde du FBG à la température et à la contrainte, les équations (3.42a) et (3.42b) deviennent :

$$\Delta\lambda_B = S_T \Delta T \,, \tag{3.43a}$$

et

$$\Delta\lambda_B = S_\varepsilon \varepsilon \,, \tag{3.43b}$$

où S_T et S_ε sont des constantes définies par le matériau utilisé dans la fibre et la longueur d'onde centrale du réseau de Bragg. Elles peuvent être déterminées expérimentalement en mesurant séparément le décalage de la longueur d'onde de Bragg relatif à la variation de température et de contrainte [64]. Si la température et la contrainte varient simultanément, le décalage total de la longueur d'onde de Bragg λ_B peut être donné par la somme des équations précédentes (3.43a) et (3.43b) :

$$\Delta\lambda_B = S_T \Delta T + S_\varepsilon \varepsilon \,, \tag{3.44}$$

Nous supposons ici que les réponses en température et contrainte sont indépendantes c'est-à-dire que le terme croisé relatif est négligeable. Ce comportement a été prouvé et accepté pour des perturbations faibles [64]. Si l'une des deux perturbations est constante, le décalage de λ_B permet de déduire l'autre perturbation. Cependant malheureusement dans la plupart des applications pratiques, les changements de températures et de contraintes s'appliqueront en même temps sur le capteur.

3.6.6 Décorrélation entre température et déformation

Ainsi les applications de capteurs de déformation sont réellement limitées car la sensibilité à la température est telle que lors d'une mesure sans compensation de la température, la déformation apparente peut être très différente de la déformation réelle (un $\Delta\lambda$ causé par 1°C est équivalent à un $\Delta\lambda$ causé par une déformation de 6 à 8 $\mu\varepsilon$). Pour dépasser cette sensibilité croisée à la température et à la contrainte, et pour dans nos expériences ne mesurer que la déformation, plusieurs méthodes [65] ont été proposées : l'utilisation d'une fibre de Bragg de référence [66], [67] ; l'utilisation d'une fibre de Bragg avec un réseau à pas long (LPG où la période du réseau est plus longue) [68], [69] mais c'est un système à faible précision et un nombre limités de capteurs peuvent être interrogés dans un tel système de multiplexage ; l'utilisation particulière d'une fibre à cavité Fabry-Perot (GFPC) [70] est une méthode intéressante (notamment car notre capteur est un GFPC) mais qui nécessite une électronique compliquée ; l'utilisation d'une superstructure FBG [71] ; enfin l'utilisation d'une paire de fibres à réseaux de Bragg avec différents diamètres [72], [73] qui sera décrit dans la partie suivante.

Ces différentes techniques de décorrélation de la température et de la contrainte présentent toutes des avantages et des inconvénients spécifiques. Ainsi la méthode choisie est à adapter à l'application désirée. Pour notre part, nous avons plusieurs méthodes à notre disposition : utiliser une fibre de référence ou développer une méthode plus complexe utilisant une paire de fibre de diamètres différents (développée dans la partie suivante 3.6.6.1). Enfin nous avons réfléchi à la possibilité de réaliser une fibre athermale en assemblant des matériaux d'indices spécifiques. L'intérêt commun de ces 3 méthodes est qu'elles ne nécessitent pas de matériel supplémentaire à l'exception d'une fibre supplémentaire lorsqu'on utilise une fibre de référence. Les deux autres méthodes nécessitent uniquement un développement de fibre *a priori*.

3.6.6.1 Décorrélation par des diamètres différents

En 1996, S.W. James expliqua une technique de séparation entre la réponse thermique et la réponse en contrainte en utilisant deux réseaux de Bragg présentant des longueurs d'ondes centrales proches écrits de chaque côté d'un collage entre deux fibres de diamètres différents [9]. Les deux fibres à réseaux de Bragg avec différents diamètres présentaient donc la même réponse à des variations de température mais des réponses différentes aux déformations longitudinales.

Par rapport aux autres méthodes pour décorréler les mesures de contraintes et de températures décrites ci-dessus, l'approche utilisant un collage d'une paire de fibre de Bragg de diamètres différents présente de nombreux avantages. C'est l'écart entre les longueurs d'ondes centrales des deux réseaux de Bragg qui est utilisé pour discriminer les réponses en température et en contrainte et par conséquent cette méthode est insensible aux effets de fluctuation de la source lumineuse et aux pertes dans les fibres. De plus, une seule source lumineuse large bande est nécessaire car les longueurs d'ondes centrales ne pourront différer que de quelques nanomètres. Enfin, par cette méthode, il est possible de multiplexer un réseau de capteurs.

Cependant faire fusionner deux fibres de Bragg résulte en un allongement du capteur qui pourra limiter ces applications particulièrement quand de très petites sondes sont nécessaires. Cette technique est par ailleurs difficile à réaliser car il faut coller par fusion entres elles des fibres de diamètres différents et toutes imperfections introduira des pertes par insertion à la jonction et réduira ainsi la solidité de la fibre. Quelques solutions à ces problèmes furent apportées en 2004 [73] en utilisant une technique de gravure permettant de graver une fibre en deux parties de diamètres différents. Ce principe permet de s'affranchir des difficultés de fabrications évoquées ci-dessus et de diminuer la fragilité et les pertes au niveau de la jonction entre les fibres. Il est donc équivalent au collage des deux fibres de différents diamètres mais sans les pertes. De la même manière que précédemment les deux parties de la fibre recevront différents décalages de la longueur d'onde de Bragg lors de l'application d'une contrainte sur l'élément capteur. Une fois la contrainte mesurée, la variation de température peut être déduite par le décalage absolu en longueur d'onde de l'une ou l'autre des longueurs d'ondes de chaque partie.

Comme on fabrique le tout en un seul réseau, les deux parties de la fibre ont la même sensibilité à la température et à la contrainte. En supposant que les diamètres de la partie 1 et de la partie 2 de la fibre soient respectivement d_1 et d_2, et que les longueurs des deux parties soient respectivement l_1 et l_2. Si le capteur subit simultanément un changement de température et une déformation longitudinale, les décalages des longueurs d'ondes centrales des parties 1 et 2 de la fibre, $\Delta\lambda_{B1}$ et $\Delta\lambda_{B2}$ seront donnés par les équations (3.45):

$$\Delta\lambda_{B1} = S_T \Delta T + S_\varepsilon \varepsilon_1 \,, \tag{3.45a}$$

et

$$\Delta\lambda_{B2} = S_T \Delta T + S_\varepsilon \varepsilon_2 \,, \tag{3.45b}$$

où ε_1 et ε_2 sont respectivement les déformations longitudinales des parties 1 et 2 de la fibre. La relation entre les déformations appliquées aux deux parties et les diamètres de revêtements est donné par :

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = \frac{{d_2}^2}{{d_1}^2} \,, \tag{3.46}$$

où

$$\varepsilon_1 = \frac{\Delta l_1}{l_1} \,, \tag{3.47a}$$

et

$$\varepsilon_2 = \frac{\Delta l_2}{l_2} \,, \tag{3.47b}$$

où Δl_1 et Δl_2 sont les extensions respectives des parties 1 et 2 de la fibre.

La déformation longitudinale totale de l'élément capteur est donc donné par :

$$\varepsilon = \frac{\Delta l_1 + \Delta l_2}{l_1 + l_2} \,. \tag{3.48}$$

Ainsi d'après les équations précédentes (3.46) à (3.48), la relation entre chaque déformation d'une des deux parties avec la déformation totale est :

$$\varepsilon_1 = \frac{l_1 + l_2}{l_1\left(1 + \frac{{d_1}^2 l_2}{{d_2}^2 l_1}\right)}\varepsilon \,, \tag{3.49a}$$

et

$$\varepsilon_2 = \frac{l_1 + l_2}{l_2\left(1 + \frac{{d_2}^2 l_1}{{d_1}^2 l_2}\right)}\varepsilon \,. \tag{3.49b}$$

En substituant (3.49a) et (3.49b) dans les équations (3.45a) et (3.45b), les équations peuvent se réécrire ainsi :

$$\Delta\lambda_{B1} = S_T \Delta T + S_\varepsilon \frac{l_1 + l_2}{l_1\left(1 + \frac{{d_1}^2 l_2}{{d_2}^2 l_1}\right)}\varepsilon \,, \tag{3.50a}$$

et

$$\Delta\lambda_{B2} = S_T \Delta T + S_\varepsilon \frac{l_1 + l_2}{l_2\left(1 + \frac{{d_2}^2 l_1}{{d_1}^2 l_2}\right)}\varepsilon \,. \tag{3.50b}$$

Ainsi, la différence en longueur d'onde entre les deux parties subissant une déformation longitudinale et un changement de température peut s'écrire :

$$\Delta\lambda_{12} = \Delta\lambda_{B2} - \Delta\lambda_{B1} = S_\varepsilon \left(\frac{l_1 + l_2}{l_2\left(1 + \frac{{d_2}^2 l_1}{{d_1}^2 l_2}\right)} - \frac{l_1 + l_2}{l_1\left(1 + \frac{{d_1}^2 l_2}{{d_2}^2 l_1}\right)} \right)\varepsilon \,. \tag{3.51}$$

Comme les parties 1 et 2 de la fibre ont la même réponse par rapport aux fluctuations de température, la longueur d'onde centrale de chacune des parties se décalera de la même quantité à cause du changement de température. Mais ce changement de température n'intervient donc pas dans la différence absolue entre les longueurs d'onde centrales des deux parties. La différence absolue en longueur d'onde est donc uniquement reliée à la déformation longitudinale ε. En utilisant la mesure de cette différence absolue, on peut en déduire la déformation longitudinale ε grâce à l'équation (3.51). Et une fois que cette déformation totale

est connue, on peut calculer le changement de température en utilisant soit l'équation (3.50a) soit l'équation (3.50b) en mesurant le décalage de la longueur d'onde centrale d'une des deux parties. Les coefficients S_T et S_ε de la fibre de Bragg peuvent être obtenues en mesurant séparément le décalage de la longueur d'onde centrale du pic de Bragg pour uniquement une perturbation en contrainte ou uniquement une variation de température. Cette technique permet d'avoir une erreur maximum de ±17 με et ±1 °C sur des plages de mesures de 2500 με et 120 °C. Pour les précisions des mesures en génie civil, c'est très suffisant (cf. chapitre 4) cependant pour les précisions que nous souhaitons atteindre notamment pour des mesures en géophysique (cf. chapitre 5), cette erreur est trop importante. Nous aurions pu néanmoins l'utiliser dans les expériences de la partie 4.3 mais par soucis d'uniformité de la méthode de mesure, ce n'est pas la méthode de décorrélation que nous avons privilégié.

3.6.6.2 Elimination de la variation de température : la fibre « athermale »

Les autres méthodes de décorrélation entre température et déformation décrites précédemment utilisent quasiment toutes des réseaux de Bragg spécifiques (LPG, GFPC) et le problème réside donc principalement dans la difficulté de fabrication de ces réseaux.

Nous avons donc pensé à ne pas modifier le réseau de Bragg mais directement les caractéristiques de la fibre pour la rendre insensible à la température dans le but de ne faire que des mesures de déformation. Comme les coefficients de dilatation thermique des verres de fibre notés α sont toujours positifs, il est nécessaire de trouver un verre avec un coefficient thermo-optique ξ négatif afin de compenser la dilatation positive. Il existe certains verres spéciaux avec des coefficients thermo-optiques négatifs créés et recensés par SCHOTT [74] et qui permettront alors de proposer une fibre optique quasiment « athermale » (c'est-à-dire athermale pour une gamme de température d'utilisation). Pour réaliser une fibre optique « athermale », il faudra alors associer deux verres d'indices différents, un pour la gaine et l'autre pour le cœur.

Pour chaque verre, le but est de rendre la constante thermo-optique G la plus proche de zéro possible avec G définie ci-dessous [74]:

$$G = \alpha\big(n_{eff}(\lambda, T) - 1\big) + \xi\,, \tag{3.52}$$

avec α le coefficient d'expansion thermique du matériau, n_{eff} l'indice de réfraction à la longueur d'onde λ et ξ le coefficient thermo-optique du matériau en question. Où ξ représente donc la variation de l'indice du verre en fonction de la température :

$$\xi = \frac{dn_{eff}(\lambda, T)}{dT}\,, \tag{3.53}$$

L'idée suivante est donc d'associer deux verres différents, de constante G très faible, un pour la gaine et l'autre pour le cœur afin de réaliser une fibre optique de constante thermique quasi nulle. Il y a neuf verres optiques de chez SCHOTT avec des coefficients thermo-optiques négatifs mais seuls les verres N-PK51, N-FK51A, N-PK52A et à moindre degré P-PK53

présentent de réels comportements athermaux. Le tableau suivant résume les différents coefficients de ces verres :

Verre :	**Indice de réfraction n_{eff} à 850 nm**	**Coefficient thermo-optique ξ à 850 nm [$10^{-6}K^{-1}$]***	**Expansion thermique α [$10^{-6}K^{-1}$]**	**Constante thermo-optique G [$10^{-6}K^{-1}$]**
N-PK51	1,52281	-6,94	12,35	-0,48
N-FK51A	1,48167	-5,83	12,74	0,31
N-PK52A	1,49187	-6,53	13,01	0,13
P-PK53	1,52021	-5,16	13,31	1,76

Table 7 : Coefficient d'expansion thermique, coefficient thermo-optique et constante thermo-optique calculés pour un indice de réfraction donné à la longueur d'onde 850 nm. *Calcul réalisé à 850 nm en utilisant [74], [75].

Les valeurs de ξ ont été calculées à partir de [74], [75] pour la longueur d'onde 850 nm. (cf. Annexe A pour la démarche détaillée de ce calcul).

Il faut ensuite associer deux de ces verres en respectant les contraintes suivantes :

- Vérifier que les deux verres vérifient : $n_{c\,Verre1} > n_{g\,Verre2}$ (il ne reste donc plus que 6 associations entre ces différents verres données avec n_c/n_g: 51/51A, 51/52A, 51/53, 53/52A, 53/51A, 52A/51A).

- Il faut une différence d'indice $\Delta n = n_{c\,Verre1} - n_{g\,Verre2}$ très petite, de préférence inférieure à 1 % (standard smf28). Il ne reste plus que deux associations 51/53 ou 52A/51A avec respectivement des Δn de 0,5 % et 0,7 %.

- La condition pour garantir le comportement monomode dans une fibre optique implique que la fréquence normalisée V doit être inferieure à 2,405 avec V définie au début du chapitre par l'équation (3.5) avec r le rayon du cœur de la fibre :

$$V = \frac{2\pi r\sqrt{{n_{c\,Verre1}}^2 - {n_{g\,Verre2}}^2}}{\lambda}. \tag{3.54}$$

On a donc :

$$V < 2{,}405 \Rightarrow r < \frac{2{,}405\lambda}{2\pi\sqrt{{n_{c\,Verre1}}^2 - {n_{g\,Verre2}}^2}}. \tag{3.55}$$

Ainsi cela nécessite $r < 1{,}87\ \mu m$ pour N-PK52A de l'association 52A/51A et $r < 3{,}66\ \mu m$ pour N-PK51 de l'association 51/53.

Finalement nous n'avons pas retenu la configuration 51/53 malgré un diamètre supérieur et donc plus facilement réalisable car l'ouverture numérique définie par $\sqrt{{n_c}^2 - {n_g}^2}$ est deux fois plus faible que pour la configuration 52A/51A ainsi l'injection de la lumière dans la fibre sera plus difficile et la transmission sera plus faible. Finalement, la différence d'indice entre le N-FK51A et N-PK52A implique que le diamètre du cœur de la fibre doit donc être inférieur à 3.74 µm pour créer une fibre monomode à 850 nm.

Lors de la fabrication d'une fibre optique, la première étape est la réalisation d'une préforme c'est-à-dire un barreau dans le verre choisi d'un diamètre en général de quelques centimètres. La deuxième opération consiste en une opération de manchonnage c'est-à-dire à rajouter une deuxième couche de verre autour de la préforme pour obtenir le ratio cœur/gaine voulu pour la future fibre. Donc si l'on souhaite un cœur de diamètre 3,5 µm par exemple pour une fibre de diamètre d'environ 100 µm, on a un rapport diamètre de gaine sur diamètre de cœur d'environ 30.

Les dimensions actuelles des barreaux de chez SCHOTT de 1 mm pour le cœur et 12,5 mm pour la gaine donne un rapport de 12,5 soit dans notre cas une gaine de diamètre 44 µm (3,5×12,5) ce qui est trop petit donnant probablement une fibre trop cassante. Ainsi à l'heure actuelle SCHOTT ne peut pas fournir le barreau prévu pour la gaine avec le bon rapport diamètre extérieur/diamètre intérieur.

Cette piste est malgré tout très intéressante. Une possibilité à envisager serait d'avoir des tubes de diamètres plus fins pour le barreau de cœur qu'on viendrait mettre les uns à l'intérieur des autres pour avoir le rapport souhaité au départ. La difficulté qui se présentera alors lors de l'étape de fibrage, où l'on étire la fibre en la faisant passer d'une longueur d'un mètre à quelques kilomètres, sera de faire rétreindre les différents tubes les uns sur les autres. Une autre possibilité serait de doubler l'épaisseur du tube gaine (jusqu'à 25 mm) ou de diviser par deux le trou central.

Pour réaliser ces différentes possibilités, nous nous associons avec G. Bouwmans de l'IRCICA spécialisé en photonique et fibre optique et ces projets sont à l'heure actuelle en cours de développement.

3.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons commencé par présenter le principe de la fibre optique ainsi que les conditions de guidage pour ensuite discuter des inconvénients et des avantages de la fibre optique comme capteur optique. Nous avons dans une deuxième partie présenté le principe des capteurs par réseaux de Bragg et ensuite expliqué de manière simple la théorie des réseaux de Bragg, notamment la théorie des modes couplés ainsi qu'une méthode matricielle utilisée ensuite pour la simulation des spectres et interférogrammes réfléchis par des FBGs spécifiques.

Nous avons alors rappelé l'intérêt de l'étude des FBGs en utilisant l'interférogramme de la technologie SWIFTS et nous nous sommes ensuite concentrés sur la mesure par SWIFTS de trois FBGs spécifiques : le réseau simple, le réseau à saut de phase de π et la cavité Fabry-Perot à réseau de Bragg. En comparant ces mesures en termes de bruit et de sensibilité dans l'optique d'un capteur de Bragg de haute précision, nous avons privilégié la cavité Fabry-Perot. Grâce aux simulations de cette cavité par une méthode matricielle, nous démontrons alors certaines propriétés spécifiques aux caractéristiques de cette cavité notamment en nous attachant toujours à faire le lien entre réseau physique, spectre réfléchi et interférogramme. L'interférogramme présentant le lien le plus direct avec le réseau physique, l'étude de celui-ci permet d'affirmer qu'une cavité d'une longueur la plus grande possible apportera une

meilleure sensibilité dans la mesure d'une perturbation quelconque. Par ailleurs la mesure de ce FBG avec SWIFTS nécessite de correctement définir les paramètres de la cavité afin d'optimiser les mesures : 50 % de réflectivité permet de maximiser la puissance des deux premiers paquets de l'interférogramme et des réseaux de grandes longueurs physiques permettent d'observer un paquet plus étendu.

Nous avons vu que l'interférogramme d'un GFPC ne présente que deux endroits contenant de l'information : le paquet collé au miroir et le 2e paquet. On pourrait alors imaginer un SWIFTS dans lequel on ne placerait des plots qu'à ces deux endroits (ce qu'on appelle du « sparse sampling » pour de l'échantillonnage réparti). Cela permettrait par la même occasion d'augmenter le rapport signal sur bruit et de maximiser le flux collecté par ces plots.

Enfin pour terminer, nous nous sommes donc intéressés à la mesure de perturbations en température ou/et en contrainte. Ces deux grandeurs étant le plus souvent couplés dans les mesures qui seront effectuées, il faut alors trouver des méthodes permettant de différencier l'effet de la déformation de l'effet lié à une variation de température. Ces méthodes sont en général complexes et dans les expériences décrites dans la suite, nous privilégierons donc l'utilisation d'une fibre de référence qui n'est pas soumise à une déformation et qui permettra donc de déterminer la température seule. La mesure de la déformation sera alors déduite de la différence de mesure entres les deux fibres.

L'étude sur la possibilité de réaliser une fibre « athermale » s'est néanmoins avérée être une piste prometteuse et qui sera à poursuivre. La plupart des capteurs commerciaux pourrait bénéficier de ce type de fibre. À l'heure actuelle, les capteurs de Bragg proposant une correction de la température sont réalisés avec une fibre contenant deux réseaux de Bragg en série dont l'un est placé sous contrainte et l'autre non. C'est le type de capteurs qui sera utilisé dans le chapitre suivant.

Chapitre 4

Mesure d'une déformation par FBG interrogé par SWIFTS pour des applications de surveillance de structures en béton

Sommaire

4.1 Les capteurs de surveillance d'ouvrage de génie civil utilisés aujourd'hui dans le béton 96
4.1.1 Les capteurs de déformation 96
4.1.2 La corrélation d'image 98
4.2 Installation du banc d'essai des capteurs de Bragg 99
4.2.1 Les capteurs installés 100
4.2.2 Réponse globale, fissuration et modèle numérique 103
4.3 Mesurer le millistrain : résultats expérimentaux de la comparaison de capteurs de Bragg. 105
4.3.1 Mesure de variation de température 105
4.3.2 Comparaison des capteurs au centre de la poutre 110
4.3.3 Perspectives et conclusions 115
4.4 Mesurer le microstrain : mesure de micro-déformation dans le béton 116
4.4.1 Analyse théorique prévisionnelle 116
4.4.2 Coulage de la poutre et installation du banc d'essai 118
4.4.3 Résultats 120
4.4.4 Conclusion 121
4.5 Mesurer cent nanostrains : mesure sur une éprouvette en Delrin 122
4.5.1 Choix du matériau et installation de la fibre 122
4.5.2 100 nanostrains mesurés par un démonstrateur en Delrin 123
4.6 Conclusion 126

L'un des premiers objectifs de cette partie est de qualifier différents capteurs par fibre optique à réseaux de Bragg dans leur milieu d'usage sur une petite structure en béton armé amenée jusqu'à l'état limite de déformation. Et notamment, en particulier de comparer un capteur de Bragg instrumenté par la technologie SWIFTS à ceux du commerce interrogés par un interrogateur Micron Optics tel que le sm125-500 dont les performances ont été décrites au chapitre 2. Une comparaison à des capteurs par corde vibrante C-110 sera également effectuée.

Les mesures ont été comparées quantitativement avec une analyse par corrélation d'image en surface et un modèle numérique prédictif effectués par Mohamad Ezzedine El Dandachy pendant son stage sous la direction de Frédéric Dufour du laboratoire 3SR [76] (Sols, Solides, Structure – Risques). Dans cette première partie les déformations mesurées sont de l'ordre du millistrain. Dans la partie suivante (4.4) nous tentons d'observer la sensibilité limite sur une poutre en béton en descendant jusqu'à un ordre de grandeur légèrement inferieur au microstrain. Pour finir, nous mesurons des déformations de l'ordre de la centaine de nanostrain sur une éprouvette en Delrin en utilisant notamment un capteur de Bragg à cavité Fabry-Perot comme celui décrit au chapitre précédent.

4.1 Les capteurs de surveillance d'ouvrage de génie civil utilisés aujourd'hui dans le béton

Les grands ouvrages du génie civil, notamment en lien avec la production d'énergie (barrages, centrales nucléaires), sont très souvent des ouvrages qui entrainent des conséquences majeures en cas de rupture ou de fissuration. Afin de limiter le risque induit, il faut s'assurer du bon niveau de sûreté de l'ouvrage. Pour suivre l'évolution au cours du temps et sous divers chargements du comportement mécanique de ces ouvrages, nous sommes amenés à les instrumenter par des capteurs. Parmi les différentes mesures de grandeur physique, la mesure de la déformation joue un rôle primordial dans l'analyse du comportement mécanique de l'ouvrage [77] comme nous l'avons déjà expliqué au chapitre 1.

4.1.1 Les capteurs de déformation

Les capteurs de déformations utilisés aujourd'hui reposent sur divers phénomènes physiques (corde vibrante, résistivité électrique, fibre optique, etc… cf. chapitre 1). Nous comparons ici des capteurs FBG dans une fibre nue interrogés par la technologie SWIFTS à des capteurs FBG du commerce. Micron Optics, Cementys, AtGrating (ou Alxenses) et SmartFibers sont les fournisseurs choisis pour ces FBGs. Par souci de confidentialité, ces fournisseurs ne seront pas identifiés par leur nom mais par des lettres allant de A à D. Nous les comparons aussi avec des capteurs à corde vibrante utilisés actuellement par EDF pour les mesures de déformation sur les infrastructures de génie civil tel que les ponts, les barrages, les plateformes offshore, les centrales nucléaires ou les grands édifices.

Ces extensomètres à Corde vibrante C-110 sont des jauges de contrainte conçues pour être coulées directement dans une structure de béton à petits agrégats. Ils sont équipés de deux têtes d'acier à chaque extrémité soudées sur un fin tube en acier dans lequel est fixée la corde

(cf. FIG. 53). Ils permettent donc de déterminer la tension d'une corde entre deux points en mesurant sa fréquence de résonance, encore appelée mode fondamental de vibration. La fréquence de résonance augmente avec la tension de la corde et à partir de cette tension de corde on peut alors déduire son allongement. Ce principe physique permet alors de mesurer la déformation de la structure sur laquelle est fixé le capteur par ses deux extrémités. La longueur initiale de la corde est déterminée durant sa fabrication. Une bobine électromagnétique sert à exciter la corde via une impulsion électrique et permet de mesurer la fréquence de résonance. La distance entre les têtes d'acier détermine la base de mesure, ici 110 mm, d'où le nom de ce capteur.

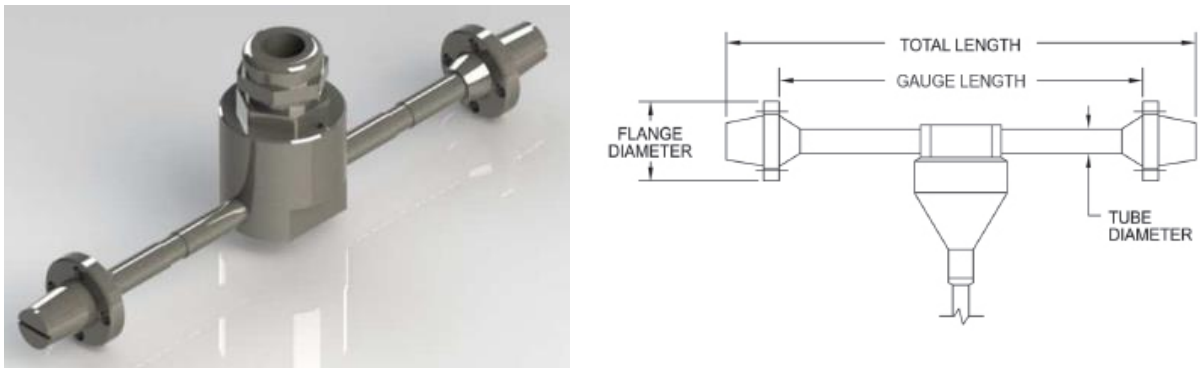


FIG. 53 : Photo et dimensions d'un extensomètre à corde vibrante C-110

La relation fréquence-élongation est dépendante de chaque type de jauge extensométrique et permet de calculer la déformation à partir du facteur de jauge k. La déformation est liée aux fréquences initiale $f_0$et finale f par la relation suivante :

$$\varepsilon = k(f^2 - f_0^2)\ ,$$
$$\text{où } k = 0{,}3 \times 645{,}96.10^{-3}\ Hz^{-2}\ . \tag{4.1}$$

Ici la déformation ε est mesurée en strain (m/m). La fréquence initiale de ces jauges de déformations est fixée au milieu de la gamme permettant une mesure de déformation en compression ou en dilatation. Cependant, lorsqu'il y a une variation de température en plus de la déformation, la corde d'acier se dilate et il est donc nécessaire de corriger cette valeur de déformation engendrée par la température. La correction thermique peut être obtenue par l'équation suivante :

$$\varepsilon_{corr} = \varepsilon - (\alpha_s - \alpha_a)\Delta T\ , \tag{4.2}$$

où α_s et α_a sont les coefficients de dilatation thermiques respectifs de la structure (ici en béton) et de l'acier. Ainsi une mesure en parallèle de la température est nécessaire lorsqu'on utilise ce type de capteurs.

Les limites de déformation que l'on peut atteindre avec ce type de capteur sont de l'ordre de ±2900 με sachant par ailleurs que la résolution moyenne est de 0,35 με. Ces capteurs sont donc inutilisables pour des mesures de précision comme ce sera le cas dans le chapitre 5.

De la même manière, les FBGs sont aussi sensibles à la température mais les packagings actuels permettent cependant une correction interne en y utilisant une fibre sous contrainte et une qui reste libre.

Pour ces capteurs fibrés, en fonction de leur positionnement dans l'ouvrage, le packaging peut varier : un tube métallique noyé dans le béton, ou ancré en surface, ou encore un patch collé en surface. Les longueurs d'interrogation des capteurs varient aussi en fonction de l'usage recherché. Plus le capteur aura une base d'interrogation longue, plus la mesure sera moyennée. Une mesure moyennée sera utile pour regarder la déformation d'une structure globale afin justement de prévoir les risques de fissures (qui seront elles détectées par des mesures locales). Au contraire, une mesure sur une base plus réduite sera plus locale mais aussi plus variable d'un point à l'autre de la structure. Dans le contexte de la mesure de déformation sur une structure en béton armé, cette interrogation prend tout son sens lorsqu'on cherche à quantifier une grandeur dont le champ présente de fortes hétérogénéités (localisation des déformations aux endroits des fissures).

D'autres recherches sur des capteurs fibrés utilisés dans des structures en béton sont aussi en cours par Henault *et al.* [78]. Ici le capteur est la fibre optique elle-même et ce sont les défauts existants de la fibre ou les déformations appliquées qui engendrent des réflexions (ce qu'on appelle la rétrodiffusion) mesurées par un système d'interrogation basé sur le principe de la réflectométrie dans le domaine fréquentiel, ce principe de capteurs fibrés répartis est décrit par Hartog *et al.* [79] et développé dans la thèse de Sikali [80]. Ce système d'interrogation enregistre de manière continue les réflexions en fonction de leur position le long de la fibre. Actuellement la seule méthode d'interrogation par OFDR disponible sur le marché est un réflectomètre OBR (Optical Backscatter Reflectometer) de chez Luna Technologies qui possède une résolution de quelques centimètres sur plusieurs centaines de mètres. Cependant cette résolution ne permet que d'atteindre des précisions de 1 $\mu\varepsilon$ ou de 0,1 °C, ce qui est suffisant dans des mesures dans le béton mais très fortement insuffisant pour des mesures de précision en géophysique.

4.1.2 La corrélation d'image

La technique de corrélation d'images numériques (Digital Image Correlation en anglais) est une méthode optique 2D ou 3D qui permet de mesurer les champs de déplacements entre deux images par une méthode sans contact [81], [82]. Elle consiste donc à mettre en correspondance deux images numériques d'une surface plane observée à deux états distincts de déformation, un état dit de "référence" et un état dit "déformé".

Les images sont discrétisées spatialement par un capteur numérique et on obtient, pour chaque pixel, une valeur de niveau de gris. Le pixel homologue de la première image est déterminé dans la seconde en mesurant la ressemblance entre deux pixels et en maximisant un coefficient de corrélation sur leur voisinage (cf. FIG. 54). Cette technique est appelée appariement temporel.

Fig. a Fig. b

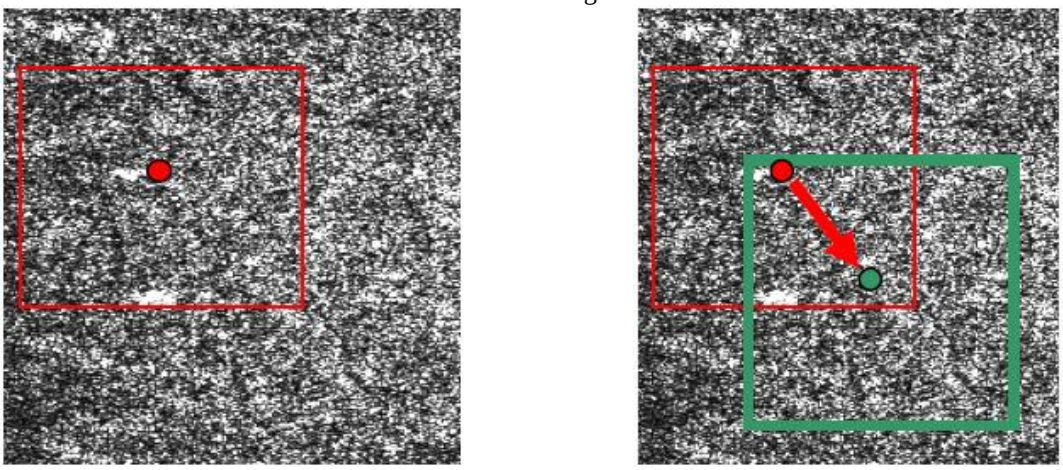


FIG. 54 : Pixel et zone d'étude sur l'image initiale et pixel homologue et zone d'étude sur l'image déformée

La technique de corrélation peut fonctionner correctement seulement avec des objets ayant une surface avec une texture suffisamment aléatoire. Si l'objet n'est pas naturellement texturé, diverses techniques existent pour déposer un mouchetis sur sa surface et permettre l'utilisation de la corrélation. Les niveaux de gris sont habituellement créés par l'application de peinture noire et blanche sur la zone de mesure. C'est donc ce que nous avons fait sur les deux poutres testées.

4.2 Installation du banc d'essai des capteurs de Bragg

Sur deux poutres, un total de 12 capteurs différents par leurs ancrages, leurs longueurs ou leurs fabrications, mais tous basés sur la technologie FBG, ont été comparés entre eux, à des capteurs à corde vibrante C-110, à une technique de corrélation d'image en surface de Combe *et al.* [83] et à un modèle numérique de fissuration [76]. La majorité des capteurs FBG utilisés pour cette étude fonctionnent à la longueur d'onde télécom 1,5 µm et sont donc interrogés par un des interrogateurs adaptés de chez National Instruments MicronOptics (décrit au chapitre 2) et prêté par Emmanuel Marin de l'Université Jean Monnet de Saint-Etienne. Les autres capteurs fibrés à la longueur d'onde 0,852 µm sont interrogés par un ZOOM Spectra utilisant la technologie SWIFTS.

Le premier objectif de cette expérience est la comparaison des mesures de déformation de différents capteurs selon la longueur des capteurs, leur packaging et leur mode d'ancrage. Le deuxième objectif est d'étudier la capacité de ces capteurs à détecter les fissures.

Pour cela, la structure choisie est une poutre en béton armé de 140 cm × 25 cm × 19 cm (cf. FIG. 55). Pour créer ces fissures, la méthode utilisée est une flexion trois points créée à l'aide d'une presse hydraulique (cf. FIG. 56). Nous avons choisi une flexion 3 points car notre banc d'essai était prêt plus rapidement pour une flexion 3 point qui ne nécessitait pas la conception et mise en place d'un chevêtre de répartition des efforts à partir du vérin mobile. De plus dans le domaine élastique linéaire du comportement du béton, la différence est minime avec une flexion 4 points. La flexion 4 points permet d'avoir une zone avec une déformation constante ce qui n'est pas le cas dans la flexion 3 points mais la mesure est censée être ponctuelle.

Donc, les calculs sur le principe de la théorie des poutres permettent d'avoir la déformation en tout point de la poutre. Le pilotage est réalisé en déplacement avec des critères d'arrêt en force. Les mesures sont donc la force et le déplacement du vérin, ainsi que les mesures des différents capteurs.

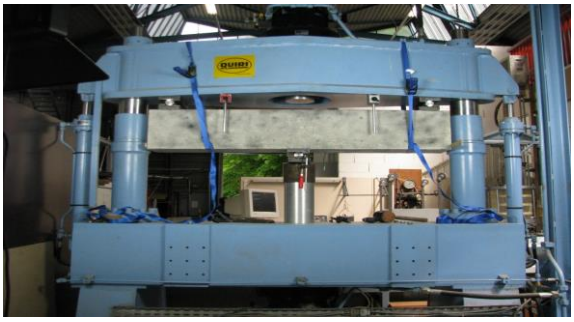


FIG. 55 : Poutre aux dimensions chargée dans la presse hydraulique à flexion trois points

4.2.1 Les capteurs installés

Les capteurs sont positionnés soit en partie centrale qui va principalement fissurer, soit au quart de la portée de chaque côté avec une fissuration plus tardive et moindre (cf. FIG. 56-a et b). Les capteurs sont pour certains noyés dans le béton, notés E pour Embedded (cf. FIG. 56-c), et pour d'autres ancrés ou collés en parement sur la poutre, notés M pour Mountable (cf. FIG. 56-d).

Pour la corrélation d'image (DIC), deux appareils photos numériques ont été disposés sur le côté de chaque poutre, l'un pour la partie centrale et l'autre centré sur la moitié de la poutre afin d'avoir une zone de recouvrement (ZdR) avec le premier (cf. FIG. 56-a). Dans la phase d'analyse après les essais, le logiciel *tracker* réalisé par Combe et Richefeu [83] a été utilisé afin de construire le champ de déplacement et calculer les déplacements relatifs entre les points d'ancrage des capteurs pour pouvoir avoir une base de comparaison.

Fig. a

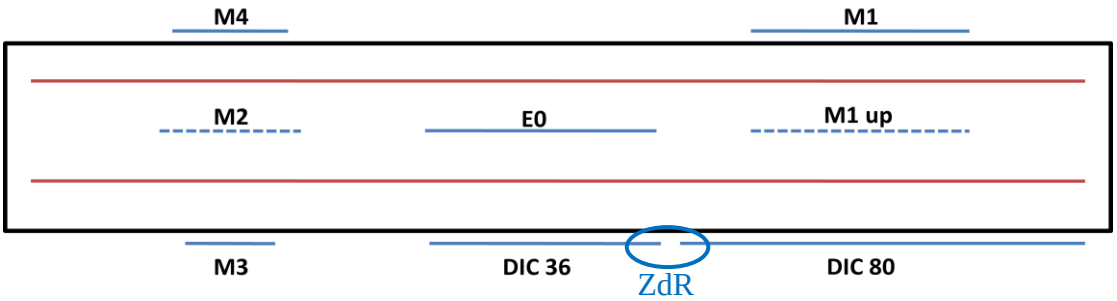


Fig. b

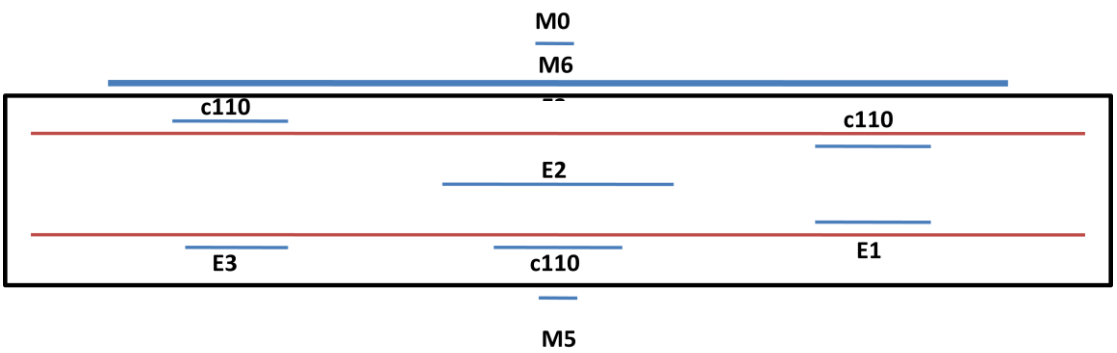


Fig. c

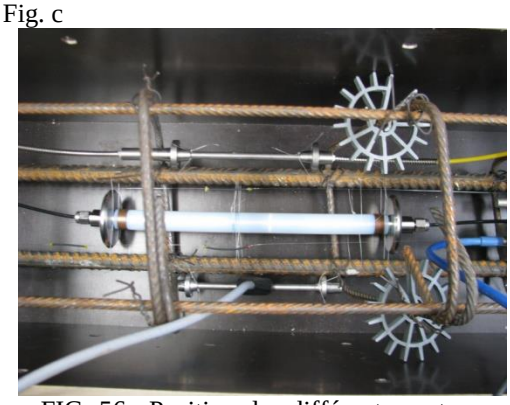


Fig. d

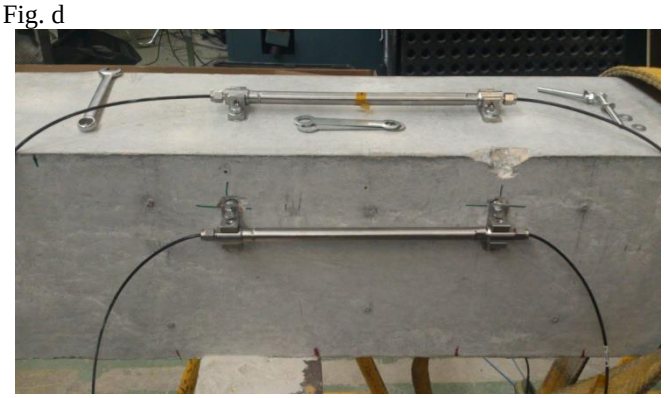


FIG. 56 : Position des différents capteurs sur les deux poutres coulées : (a) poutre 1 et (b) poutre 2, les corrélations d'image et leur zone de recouvrement sont représentées sur la poutre 1 et non sur la poutre 2 (bien que présentes) par simplicité. (c) Capteur noyé dans le béton ou (d) ancré en parement.

Les capteurs notés E_0 et M_0 sont respectivement coulés et montés en surface. Ce sont des fibres de Bragg commandées chez IXFIBER et dont la longueur d'onde de travail est d'environ 850 nm et qui seront donc interrogés par la technologie SWIFTS. Ces fibres sont nues ou légèrement protégées par des gaines plastiques ou thermoplastiques (cf. FIG. 57-a et b) et sont donc très fragiles. Au contraire, les autres capteurs (cf. Table 8 et Table 9 pour le détail de ces capteurs) ont une longueur d'onde de travail d'approximativement 1500 nm et sont dans des packagings commerciaux. Malheureusement le capteur E_0 a été endommagé lors du coulage de la première poutre. Les données fournies par ce capteur n'ont donc pas pu être relevées.

Sur la poutre 1, les 4 types de capteurs (M_1 à M_4) sont montés en surface et chacun présente une fibre à deux réseaux de Bragg avec l'un des deux réseaux utilisés pour mesurer uniquement la température afin de la compenser par la suite. M_2 est un patch collé en surface tandis que les autres sont dans des packagings en acier (cf. FIG. 56-d).

Symbole	**Nom (Fournisseur/Pays)**	**Longueur du capteur (en cm)**	**Packaging**	**Nombre de FBG (Prise en compte de la température séparément)**
E_0	IPAG (IXFIBER/Fr)	3	Perle/Gaine thermique	1 (Non)
$M_1 = M_{1up}$	Confidentiel A	30,3	Acier inoxydable	2 (Oui)
M_2	Confidentiel B	14	Patch à coller	2 (Oui)
M_3	Confidentiel C	10,2	Acier inoxydable	2 (Oui)
M_4	Confidentiel C	11,2	Acier inoxydable	2 (Oui)

Table 8 : Les capteurs de la poutre 1, leur longueur, leur packaging et la prise en compte ou non de la température.

Fig. a

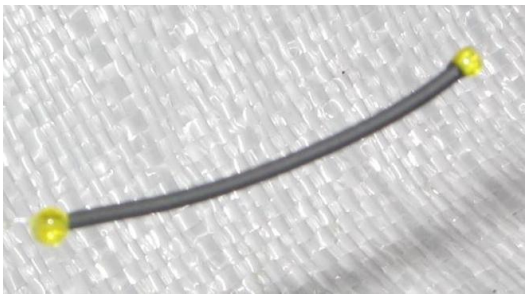


Fig. b

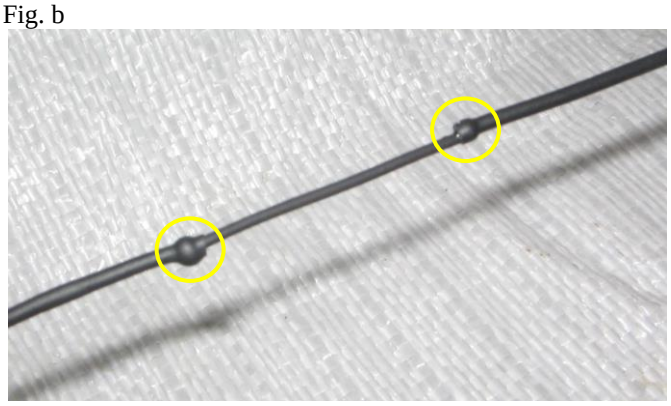


FIG. 57 : Capteur E_0 avec une fibre IXFIBER protégée par une gaine thermique. Les perles (en jaune) servent d'ancrage lorsque le capteur est coulé dans le béton. Le capteur a été endommagé lors du coulage et ne pourra pas être interrogé.

Sur la poutre 2, sont disposés des capteurs en surface (M_0, M_5 et M_6), des capteurs noyés (E_1 à E_3) et 3 capteurs à corde vibrante C-110. M_0 et M_5 sont collés à la surface par une colle époxy bi-composante. Il faut noter que le capteur M_5 est celui qui se rapproche le plus d'une fibre nue comme M_0 (cf. FIG. 58). Ils sont d'ailleurs chacun installés au centre de la poutre de manière symétrique, la comparaison de leur réponse lors de l'essai pourra donc être intéressante.

Symbole	**Nom (Fournisseur/Pays)**	**Longueur du capteur (en cm)**	**Packaging**	**Nombre de FBG (Prise en compte de la température séparément)**
M_0	IPAG (IXFIBER/Fr)	3	Nu/Collé en surface	1 (Non)
E_1	Confidentiel C	13,6	Acier inoxydable	2 (Oui)
E_2	Confidentiel A	30,3	Acier inoxydable	2 (Oui)
E_3	Confidentiel D	15	Acier inoxydable	2 (Oui)
C-110	C-110 (Roctest Telemac/Fr)	14,4	Tube d'acier	Non FBG
M_5	Confidentiel A	2,52	Non-métal/Collé en surface	1 (Non)
M_6	Confidentiel A	104,9	Acier inoxydable	2 (Oui)

Table 9 : Les capteurs de la poutre 2, leur longueur, leur packaging et la prise en compte ou non de la température.

Fig. a

Fig. b

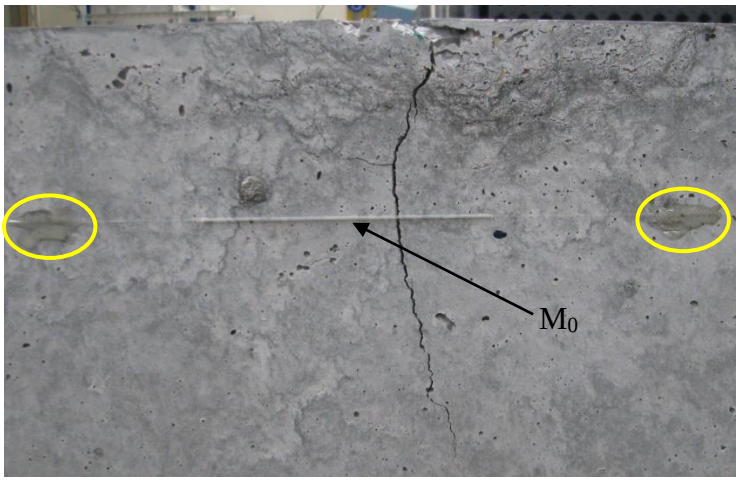


FIG. 58 : Capteurs M_0 et M_5 collés en surface (point de colle en jaune). Lors de l'essai, une fissure traverse chacun de ces deux capteurs qui sont installés symétriquement sur la poutre.

4.2.2 Réponse globale, fissuration et modèle numérique

Les réponses globales des deux poutres ainsi que de la modélisation numérique (réalisées au laboratoire 3SR), sont présentées à la figure FIG. 59. La figure montre que le comportement est d'abord linéaire-élastique avec des déformations réversibles. Par la suite, le palier en effort correspond à la formation d'une rotule plastique [76], les déformations sont alors irréversibles. Cette plastification est correctement anticipée par le modèle numérique. Seule la rigidité initiale n'est pas reproduite car les appuis de flexion ne sont pas en contact direct avec la poutre au démarrage de l'essai. Les deux poutres ont un comportement identique, le seuil de plastification dépend des caractéristiques physiques du béton et le modèle numérique donne donc un comportement moyen.

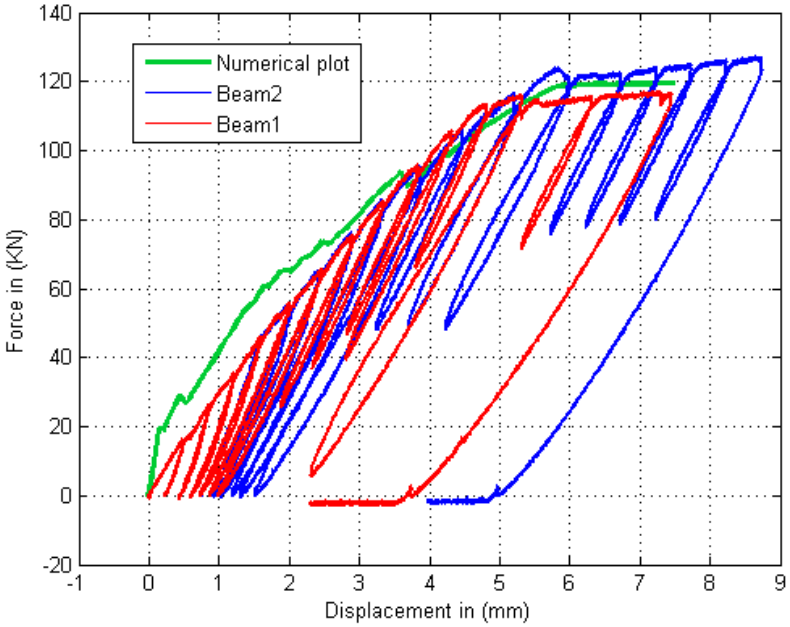


FIG. 59 : Courbe Force-Déplacement des deux poutres expérimentales (poutre 1 en rouge et poutre 2 en bleu) et du modèle numérique (en vert). L'expérimentation consiste en une succession de charges et de décharges de la poutre.

Ce modèle numérique permet aussi de prévoir les profils de fissuration des poutres. Les deux profils de fissuration sont comparables après essais (FIG. 60-a et b), avec une première fissure centrale de flexion, suivie par une fissure majeure en cisaillement. Le modèle numérique (FIG. 60-c) montre en plus, en parement, la fissuration liée à l'endommagement le long de l'interface acier-béton. En effet, le choix du maillage fait que les éléments de parement contiennent les aciers. Même si le profil de fissuration n'est pas symétrique, seule une moitié de la poutre a été maillée numériquement.

Notons que dans le modèle physique réel (FIG. 60-a), la majorité des fissures d'effort tranchant traversent les ancrages des différents capteurs. Une raison probable est que cet ancrage de 5 cm est suffisamment intrusif, pour de petites structures comme cette poutre, pour créer un point faible qui attire les fissures. La conséquence, comme nous le verrons dans la partie d'analyse des résultats, est que, pour certains de ces capteurs, la mesure se détériore au passage de la fissure.

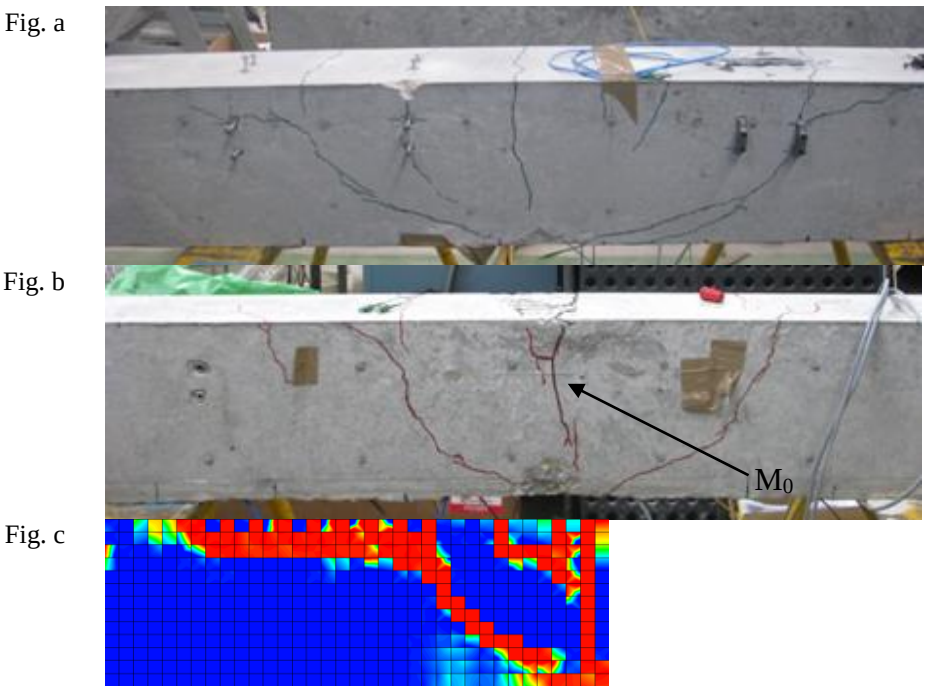


FIG. 60 : Profils de fissuration réels des poutres 1 (a) et 2 (b) et profil de fissuration simulé sur une moitié de poutre (c) en parement. Sur la poutre 2, on peut voir le capteur M_0 collé en surface.

4.3 Mesurer le millistrain : résultats expérimentaux de la comparaison de capteurs de Bragg

Les capteurs de Bragg utilisés sont tous sensibles à la température et quelques uns (cf. Table 8 et Table 9) possèdent 2 FBGs permettant de mesurer la déformation et la température. Pour vérifier le comportement de ces capteurs aux variations de température, nous avons donc effectué avec Véronique Mary, ingénieur EDF, une analyse de leurs réponses à des cycles de température en enceinte thermique.

4.3.1 Mesure d'une variation de température

Dans le but de valider la réponse en température des fibres IXFIBER utilisées dans le béton et le traitement de données qui sera aussi utilisé sur un GFPC au chapitre 5, nous les avons comparés aux capteurs à fibre de Bragg industriels présentés ci-dessus lors de sollicitations en température. Pour cela nous avons réalisé une série d'essais thermiques cycliques (consigne donnée sur la figure FIG. 61) dans une chambre d'essai climatique BINDER (caractéristiques Table 10) sur une durée de 5h.

Plage de température (°C)	-40 à 180
Variation de température dans l'espace (± °C)	0,4 à 2,0
Fluctuation de température dans le temps (± °C)	0,1 à 0,5
Vitesse de chauffage moyenne conforme à la norme d'usine (°C/min) de -40 °C à 180 °C	4,6
Vitesse de refroidissement moyenne conforme à la norme d'usine (°C/min) de 180 °C à -40 °C	4,1

Table 10 : Caractéristiques de la chambre d'essai climatique BINDER

Pour vérifier la température de l'enceinte en temps réel, nous utilisons une sonde PT1000 (cf. FIG. 61) car les valeurs affichées par la BINDER ne sont pas assez précises.

Les thermomètres à résistance de platine (PRT) offrent une excellente sensibilité sur une large plage de température (de -200 °C à 850 °C). Le principe de fonctionnement est de mesurer la résistance d'un élément de platine. Le type le plus courant (PT1000) a une résistance de 100 Ω à 0 °C et 138,4 Ω à 100 °C. Ce qui permet d'obtenir une très bonne résolution localement d'environ 0,001 °C. Nous réalisons des paliers de température relativement longs pour être certain de l'homogénéité de la température dans l'enceinte. La stabilisation à une température donnée est irréalisable avec la BINDER, il s'agit en fait d'une oscillation autour de cette valeur comme le montre précisément la PT1000 sur la figure ci-dessous.

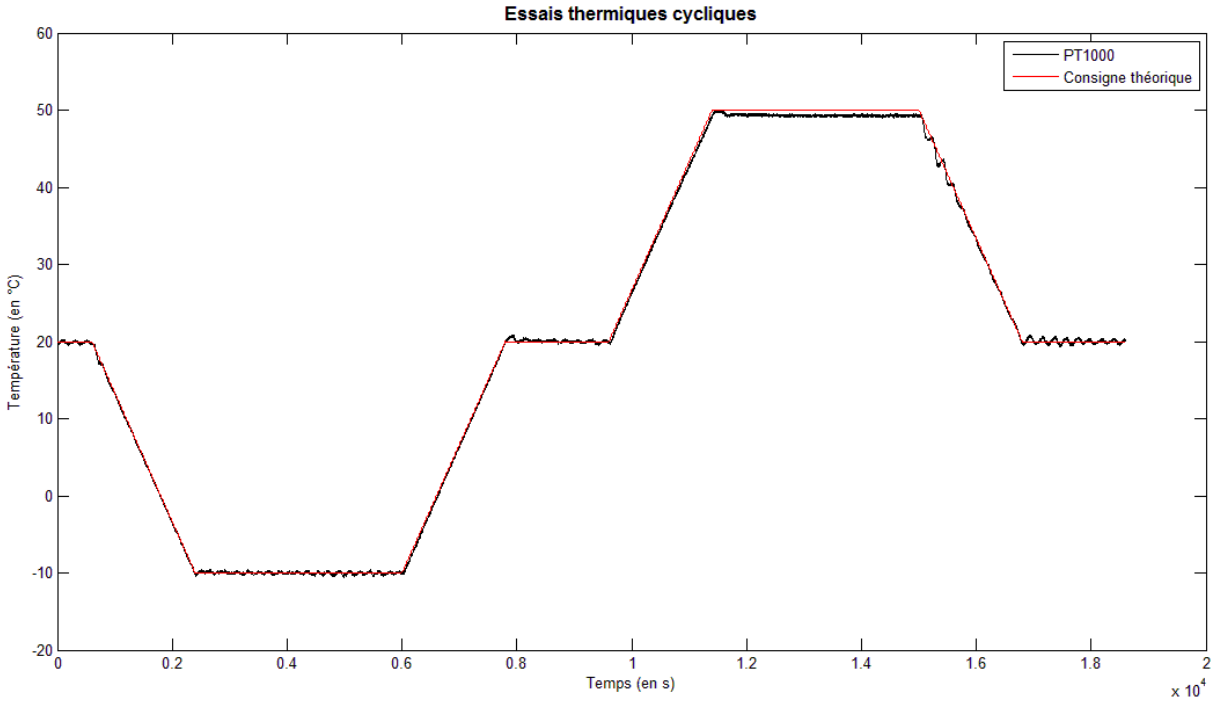


FIG. 61 : Cycles thermiques théoriques et mesurés par une PT1000 sur une durée de 5h.

Les capteurs de références utilisés pour les mesures de température sont les suivants : (E_1), (E_2) et (E_3). Comme nous l'avons vu, ces trois capteurs sont simultanément des capteurs de contrainte et de température. Les longueurs d'onde de travail pour ces réseaux de Bragg sont d'environ 1500 nm. La mesure est faite avec un interrogateur Micron Optics 16 voies (SI-225). Nous relevons les variations de température suivantes sur le capteur E_1 (cf. FIG. 62). Les deux réseaux du capteur (bleu et rouge ci-dessous) sous-estiment la température initiale à cause du packaging et c'est l'une des raisons pour laquelle nous regardons la variation et non la température absolue.

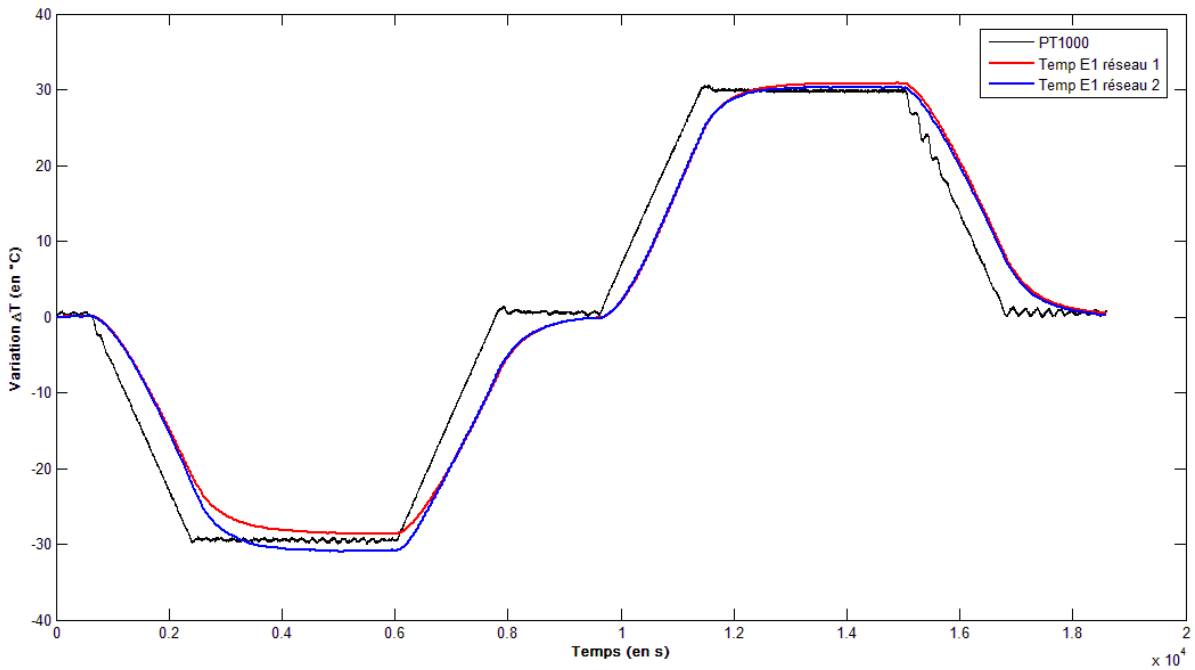


FIG. 62 : Réponse en température des deux réseaux du capteur E_1 sans sollicitation mécanique (Rouge et bleu) et consigne mesurée par la PT1000 (en noir).

Ces résultats montrent d'une part que les FBGs (courbes rouge et bleu de la figure FIG. 62) mesurent correctement la température et d'autre part que le packaging introduit un retard conséquent sur la mesure de la température. En effet, même dans le cas de mesures sur des temps plus rapides, nous retrouvons ces transitions arrondies et décalées. En fait le packaging agit aussi comme une protection thermique qui ralentit l'application de la variation de température sur le capteur fibré.

De la même manière, nous observons les variations obtenues pour une fibre de Bragg contenant un GFPC interrogé par un ZOOM Spectra (cf. FIG. 63).

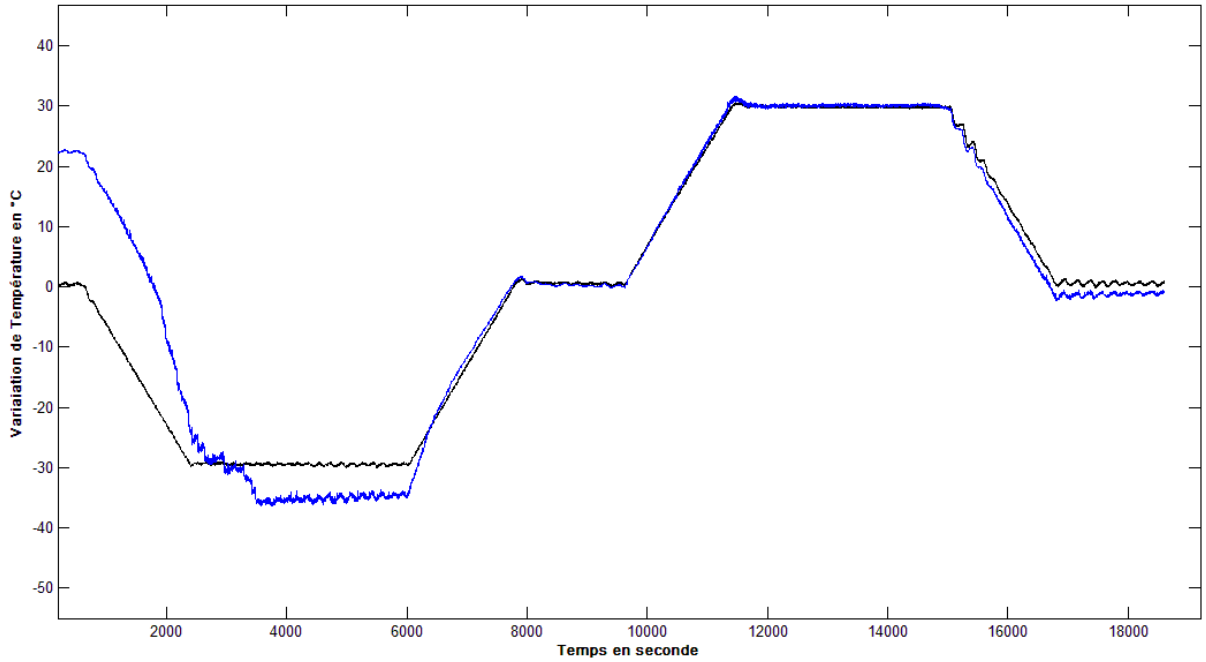


FIG. 63 : GFPC mesurant le cycle de température.

Dans la figure FIG. 63, nous comparons la mesure de la sonde PT1000 à la mesure du décalage du deuxième paquet de l'interférogramme par une méthode d'interspectre (que nous détaillerons au chapitre 5). On peut constater que pendant la première heure et demie la mesure n'est pas du tout en accord avec celle de la PT1000. Si le SWIFTS à une certaine latence lors de sa mise en route car il se met en température, celle-ci est d'environ 20 minutes. Cela ne permet donc pas d'expliquer totalement cette différence importante sur la mesure de la température dans la première heure. Il est important de noter, et nous y reviendrons dans le chapitre suivant, que le guide dans le SWIFTS est aussi un élément sensible à la température. En effet comme tous les verres optiques il se dilate lorsqu'il chauffe. Dans le logiciel Spectra Resolver, la donnée de la température est relevée par un capteur qui à une résolution de 0,5°C. La température est moyennée pendant 30 secondes avec 60 échantillons (soit 1 toutes les demi-secondes) et la moyenne est prise en compte dans la calibration 30 secondes après. Nous verrons que c'est un point qui a son importance notamment si l'environnement du SWIFTS n'est pas stable en température ou que la température varie très rapidement.

A l'exclusion de la première heure de mesure, nous pouvons donc affirmer que l'association FBGs-SWIFTS (le FBG étant ici un GFPC) mesure correctement la température et qu'une fibre nue reste pour l'instant plus précise pour suivre des cycles de température, bien que beaucoup plus fragile. En effet la mesure par une fibre nue ne présente pas ces transitions arrondies et retardées au moment des changements de régime de l'étuve thermique (passage d'une température constante à une variation de température et inversement). Par ailleurs la fibre nue est capable de suivre les mesures de la PT1000 et notamment les faibles amplitudes des oscillations lors d'une température constante.

Une étude sur un temps plus long a été réalisée avec ce capteur (un GFPC) associé à SWIFTS. La figure FIG. 64-a permet de comparer SWIFTS avec un thermomètre basique sur une durée de 800 minutes. La figure FIG. 64-b montre la précision absolue obtenue au cours de cette mesure par un réseau de Bragg avec le dispositif SWIFTS. Elle est inférieure au millième de degré (0,2.10^{-3} °C). Cette précision est ici obtenue après une moyenne sur la variation relative en température.

Fig. a

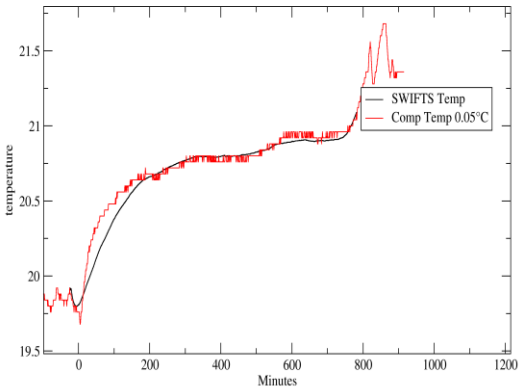


Fig. b

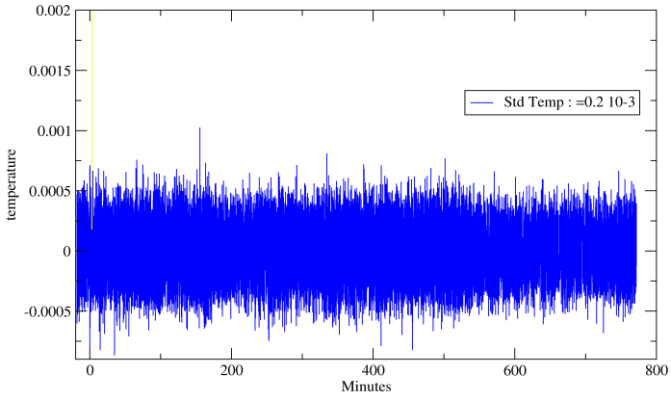


FIG. 64 : (a) Mesure de température réalisée par l'association FBGs-SWIFTS et comparée à un thermomètre de résolution 0,05 °C. (b) Variation de température absolue en degré sur une durée de 800 minutes effectuée sur la courbe noire de la figure (a). La précision absolue est au millième de degré. Une moyenne glissante (Fonction Std Temp) permet d'atteindre 0,2.10^{-3} °C de précision.

Cependant lors de l'essai de comparaison des réponses des différents capteurs à la déformation, les variations de température de l'ordre de quelques degrés sont très faibles par rapport aux déformations en jeu de l'ordre de quelques centaines ou milliers de microstrain. Sur la figure FIG. 65-a ci-dessous, nous représentons à l'échelle l'apport de la déformation due à la température sur le capteur E_2 par rapport à la déformation totale du capteur. La figure FIG. 65-b représente le zoom sur la déformation due à la température seule. La figure FIG. 65-c représente la variation de température des capteurs E_1, E_2 et M_6 en °C. La résolution de ces capteurs est de 0,1 à 0,2 °C. La température augmente constamment d'environ 2 °C soit à cause de la mise en traction globale de la poutre soit à cause de l'environnement. Pour en être sur il aurait fallu une mesure de température indépendante non prévue dans cet essai. Le capteur M_6 présente d'ailleurs de plus fortes amplitudes car, étant monté en surface, il est directement exposé à l'environnement ambiant.

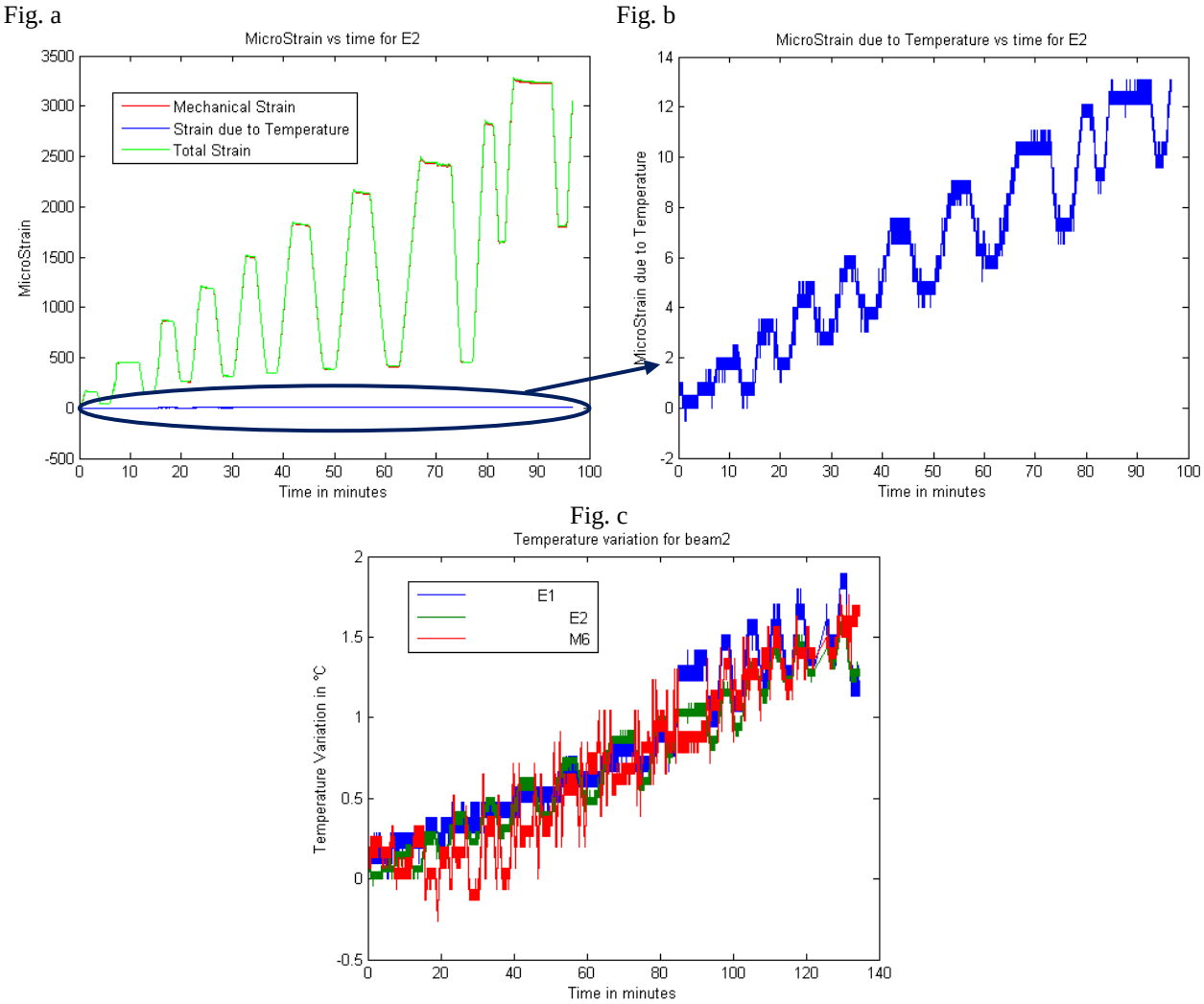


FIG. 65 : (a) La courbe verte représente la déformation totale comprenant la déformation issue de la variation de température (courbe bleue) et de la variation de déformation seule (courbe rouge). (b) Zoom sur la déformation due à la température seule. (c) Les courbes de déformation due à la température sont ramenées en unité de température (°C) et représentées pour les capteurs E_1, E_2 et M_6.

L'impression qu'il y a un couplage entre déformation mécanique et température est bien réelle. En effet, la moyenne de la température est certainement du à l'environnement ambiant mais les oscillations au cours de l'essai sont elles dues à la mise en traction qui produit un dégagement de chaleur. Ces oscillations ne sont pas dues à un bruit électronique.

Pour l'essai de comparaison des capteurs, les variations de température sont donc négligeables car celles-ci ne dépassent pas les 15 με de déformation (cf. FIG. 65-b). Cependant pour un essai avec des déformations plus petites inferieure à 100 με (c'est le cas dans l'expérience des parties 4.4 et 4.5), les variations de température ne pourront plus être négligées.

4.3.2 Comparaison des capteurs au centre de la poutre

Pour chaque capteur à fibre optique, une comparaison peut être proposée, d'une part avec la mesure numérique entre les points d'ancrage, et d'autre part avec la mesure par corrélation d'images aux mêmes points pour les capteurs en parement et aux points d'ancrage ramenés en surface pour les capteurs noyés. Dans ce dernier cas, seule une approximation est attendue puisque les déformations ne sont pas identiques en parement et au cœur d'une structure en béton armé.

Dans la figure FIG. 66, nous présentons le déplacement longitudinal relatif mesuré par les différents capteurs présents dans la poutre 2 au cours de l'essai. Par la suite, nous comparons uniquement les capteurs placés au centre de la poutre avec le capteur M_0. Les capteurs situés sur les côtés de la poutre sont bien évidemment tous placés à la même hauteur et aussi à la même hauteur que les capteurs coulés dans la poutre et seuls les capteurs situés sur le dessus n'ont donc pas la même référence en hauteur.

L'interrogateur Micron Optics nécessite de définir des plages de mesure en longueur d'onde (en général ±2 nm) pour éviter le chevauchement de deux capteurs adjacents (de longueur d'onde proches). Il est important de noter que, lorsqu'on sort de cette plage, la mesure n'est plus enregistrée. Les capteurs M_6, M_5, E_1 et E_2 sont sortis temporairement de la plage définie lors de la mesure ce qui explique l'absence de donnée pour certains instants de mesure. Le nombre trop important de capteurs enregistrant en parallèle sur la poutre 2 est un obstacle. Et c'est surtout que les longueurs d'ondes définies pour les différents réseaux de Bragg étaient parfois trop proches les unes des autres. Comme nous voulons éviter que les plages de ces capteurs se chevauchent, nous devons réduire la taille de ces plages, ce qui peut entrainer une sortie de la plage notamment en fin d'essai.

Par exemple la différence entre les longueurs d'ondes respectives de deux réseaux de Bragg différents était en général de 4 nm. Nous avons donc défini des plages allant environ de 0 à 4 nm (en ne prévoyant pas de compression mais uniquement une élongation) ; ainsi si la déformation dépasse environ 4 mε, certains capteurs ne seront pas capables de la mesurer. Ici c'est donc en partie un problème du à l'interrogateur.

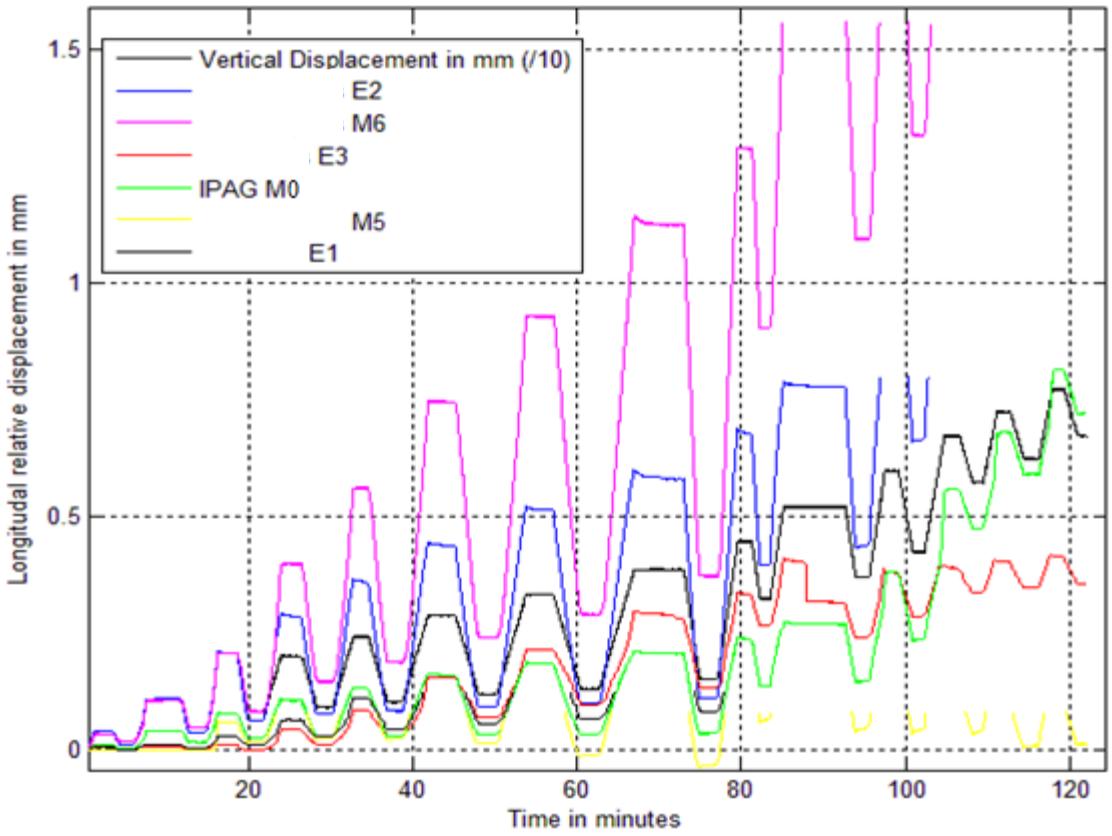


FIG. 66 : Déplacement longitudinal de l'ensemble des capteurs au cours de l'essai de la poutre 2 comparé au déplacement vertical de l'appui central divisé par 10 (en noir).

Le capteur M_5 étant très court et la fissure passant au centre de ce capteur (cf. FIG. 58), les déplacements mesurés sont trop importants. Or la plage définie fait que la majorité des mesures n'ont pas pu être enregistrées sur ce capteur qui semblait pourtant le plus pertinent pour une comparaison au capteur M_0. En effet, les deux capteurs sont collés dans un packaging presque nu au centre de la poutre, les seules différences sont le type de la fibre ainsi que la longueur d'accroche.

L'importance des déplacements mesurés par M_6 s'explique car ce capteur mesure 1 m de long. Par conséquent quasiment toutes les fissures le traversent. En théorie, les autres capteurs ne sont traversés que par une fissure.

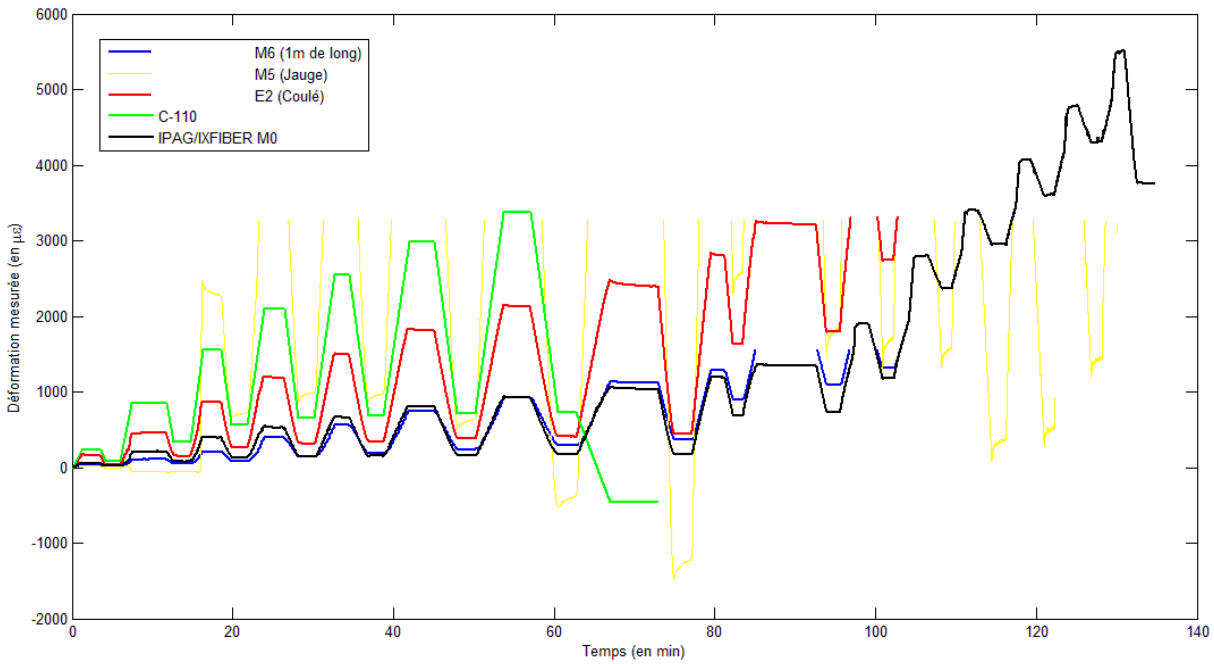


FIG. 67 : Déformation mesurée au cours du temps par les différents capteurs placés au centre de la poutre

La figure FIG. 67 ci-dessus donne les déformations des différents capteurs placés au centre de la poutre, respectivement M_6, M_5, E_2, C-110 et M_0. Les capteurs C-110 et E_2 étant coulés, ils montrent une déformation plus importante à cœur que celle mesurée à l'extérieur (par M_6 et M_0), à l'exception de M_5 très petit et mesurant le déplacement de la fissure dès le début de l'essai.

Les capteurs E_2 et C-110 sont ceux qui ont la plage de mesure la plus étendue, nous les comparons donc avec le capteur M0, avec la corrélation d'image et la simulation numérique (cf. FIG. 68 et FIG. 69). Il est à noter que le capteur C-110 a très vite atteint la limite de rupture fixé par le constructeur (environ 2900 µε). La déformation causée par la fissure centrale est donc trop importante pour cette technique de mesure. Cependant sur la courbe ci-dessus, il n'est pas possible de détecter l'ouverture de fissure à part par l'arrêt d'un capteur pour cause de trop grandes déformations (en théorie une fissure peut aller jusqu'à créer une déformation « infinie »).

Pour la simulation numérique, la taille de maille a été prise égale à trois fois la taille des plus gros granulats ce qui est une taille acceptable pour la zone de fissuration. Prendre une maille plus petite, inférieure à 2 cm pourrait être utile pour une détection plus précise de l'ouverture des fissures. Des approches plus précises pour déterminer les trajets et ouverture de fissures, ont été récemment développées dans ce sens [84], [85].

Les figures FIG. 68 et FIG. 69 représentent la déformation relative longitudinale mesurée par les différents capteurs, respectivement E_2, C-110 et M_0 par rapport au déplacement vertical du support (le vérin de la presse). Ces trois capteurs sont placés au centre de la poutre et subissent donc la fissure principale. Par contre E_2 et C-110 sont coulés et subiront donc des déformations plus importantes que M_0 qui est collé en surface. La comparaison entre ces capteurs est donc délicate ; cependant leur comparaison respective avec le modèle numérique et la corrélation d'image permettent une meilleure compréhension.

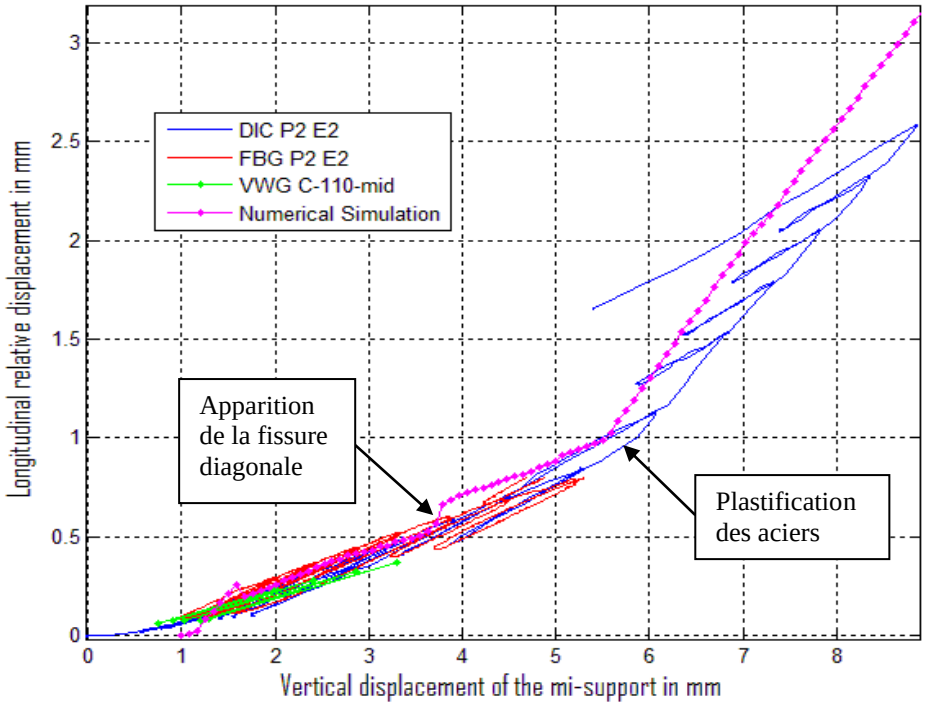


FIG. 68 : Déplacement longitudinal mesuré par les capteurs E_2 (rouge) et C-110 (vert) comparé à la corrélation d'image (bleu) et à la simulation numérique (rose).

Le capteur E_2 noyé en position centrale, ainsi que le capteur à corde vibrante C-110, ont donné une très bonne mesure jusqu'à la plastification des armatures longitudinales soit à environ 3,7 mm de déplacement vertical du support (cf. FIG. 68). Toutefois, ces capteurs sont positionnés dans la partie centrale de la poutre qui se fissure rapidement. Par conséquent, ils atteignent leur limite de la plage de mesure lors de l'ouverture des fissures et le signal est perdu peu avant la plastification des aciers soit à environ 5,7 mm de déplacement vertical du support (cf. FIG. 68). La mesure issue du modèle numérique est relativement bien corroborée par la mesure en surface par corrélation d'image.

C'est d'ailleurs pourquoi cette méthode de corrélation d'image est de plus en plus employée en sciences des matériaux pour déterminer des champs de déformations ou détecter des fissures. En effet, la méthode offre une vision globale et sans contact des déformations à la surface de tout type de matériau. La corrélation d'image 2D présente néanmoins deux inconvénients principaux : elle ne permet de mesurer que des déformations planes, ensuite, d'un point de vue expérimental, elle nécessite que le plan de déformation et le plan image de la caméra soient parallèles et le restent pendant l'essai, ce qui est difficile à garantir. Enfin il est nécessaire en général de préparer la surface du matériau par un mouchetis comme nous l'avons fait ce qui n'est pas forcément tout le temps possible. Dans tous les cas cette mesure par DIC ne sert ici qu'à valider l'utilisation de capteurs par fibre de Bragg car elle ne permet pas d'analyse à cœur au contraire des FBGs.

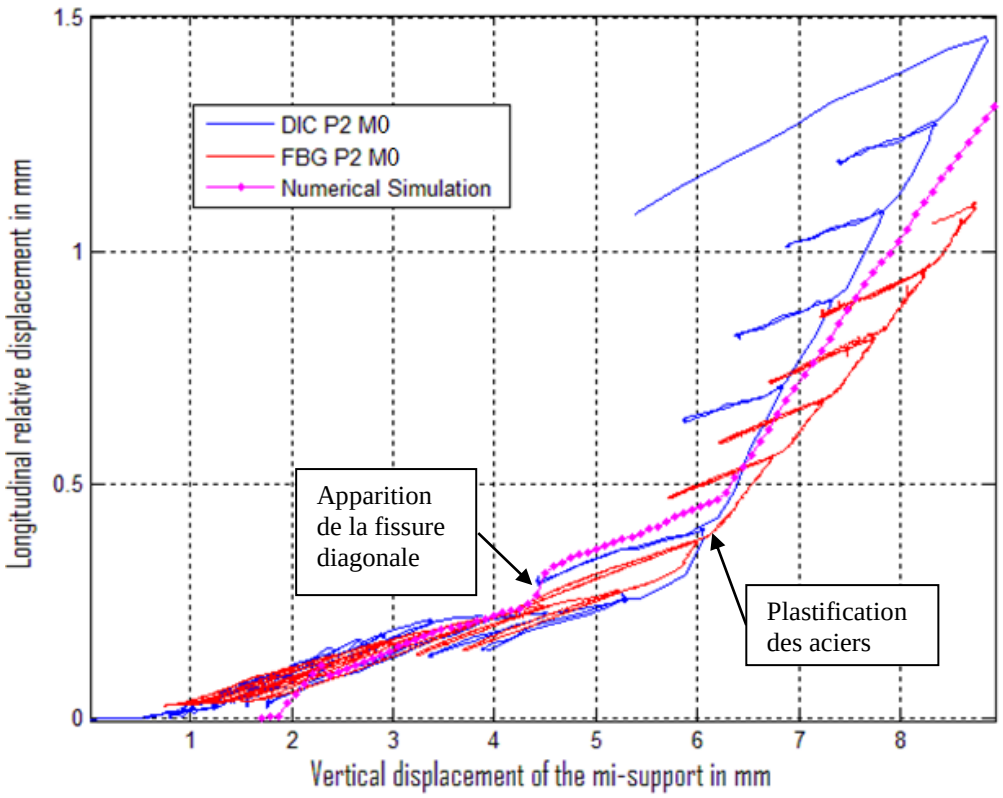


FIG. 69 : Déplacement longitudinal mesuré par le capteur M_0 (rouge) comparé à la corrélation d'image (bleu) et à la simulation numérique (rose).

Notons tout d'abord que dans le cas d'une fibre nue instrumentée par la technologie SWIFTS, cette mesure permet d'avoir des informations bien au-delà de la plastification des aciers et en fait sur toute la durée de l'essai.

La différence entre la corrélation d'image et le capteur M_0 après plastification (après 6 mm de déplacement vertical du support) s'explique par l'absence de symétrie avant-arrière. En effet, notre interprétation basée sur l'analyse après essai de la poutre 1 est que la symétrie avant-arrière de la réponse locale est perdue lors de la fissuration (profil de fissure différent sur les deux faces de la poutre), alors que la symétrie droite-gauche semble conservée (symétrie des fissures et mesures identiques sur la poutre 1).

De plus, nous constatons que la simulation numérique surestime les résultats d'un facteur quasiment constant de 1,6. Le modèle numérique surestime systématiquement les déplacements relatifs pour un déplacement vertical donné. Cela peut s'expliquer partiellement par un plus grand nombre de fissure dans la réalité que dans le modèle numérique. Par conséquent, à déplacement vertical égal, les déplacements relatifs de part et d'autre des fissures sont plus grands dans le modèle numérique. Cet aspect pourrait être amélioré en introduisant dans le modèle numérique des défauts représentant les cadres de ferraillages et les champs aléatoires dus aux propriétés du béton (granulats etc…).

4.3.3 Perspectives et conclusions

Cette analyse détaillée du comportement d'une poutre en béton armé a montré que les capteurs basés sur des FBGs donnent une mesure très précise des déplacements recherchés jusqu'à des états limites ultimes. Toutes ces mesures ont été comparées à une mesure en parement du champ de déplacement par analyse d'image et à une modélisation numérique du comportement global et des déplacements relatifs à l'échelle de quelques centimètres. Ceci a permis d'une part de déterminer les capteurs les plus fiables pour ce type de mesure, A et C pour les FBGs commerciaux, et d'autre part de valider le modèle numérique simplifié développé au laboratoire 3sr.

Nous pouvons premièrement conclure sur le fait que les FBGs sont un meilleur compromis (pour des mesure de surveillance de structure) que les cordes vibrantes C-110 qui nécessitent des mesures au coup par coup et ont une gamme de mesure inferieure en déformation. La limite de rupture est légèrement inférieure à 3000 $\mu\varepsilon$ en théorie et légèrement supérieure en pratique. Tandis que la limite de rupture d'une fibre de Bragg est quant à elle estimée légèrement supérieure à 40 mε (4 à 5 %). Le principal avantage des capteurs par cordes vibrantes est qu'ils ne nécessitent pas de maintenance et sont très résistants et fiables sur le long terme. Les capteurs FBGs étant encore relativement récents, les études sur leur vieillissement ne sont pas encore très avancées.

Toutefois, les capteurs par fibre de Bragg peuvent atteindre certaines limites en fonction de leur usage. Dans cette étude, nous avons mis en évidence des mesures qui peuvent sortir des limites du capteur dans les zones de forte fissuration. Cette limitation peut être levée avec l'utilisation de capteurs avec une base d'interrogation plus longue acceptant une plus grande plage de mesure. Et ceci passera principalement par l'utilisation d'interrogateur plus adapté à l'interrogation d'un nombre élevé de capteurs. Les interrogateurs avec un système d'acquisition permettant un fort multiplexage sont pour l'instant relativement chers. Le multiplexage est une notion fondamentale et qui est donc prise en compte dans les développements futurs de la technologie SWIFTS.

Par ailleurs, l'ancrage des capteurs de parement, sur des structures de tailles réduites, semble « attirer » la fissuration qui déchausse l'ancrage et perturbe de manière irréversible la mesure comme c'était le cas sur le capteur M1 de la poutre 1 (non décrit ici). Des fixations par collage sont à prescrire dans ce cas là comme pour M_0 mais avec l'inconvénient de rajouter des problèmes de vieillissement et de fluage de la colle.

Sur un autre plan, cette étude a permis de valider l'utilisation d'un FBG interrogé par la technologie SWIFTS pour de fortes déformations supérieures au microstrain. En effet, la résolution nécessaire à ce type de mesure est très facilement obtenue avec SWIFTS.

La principale limite à l'utilisation de la technologie SWIFTS en mode visible/proche-infrarouge pour ce type de mesure réside dans l'absence de packaging adapté pour les fibres de Bragg à 850 nm, ce qui résulte en une extrême fragilité du capteur. En solutionnant ce problème par un packaging semblable à ceux des patchs à coller de chez le fournisseur A, cette association FBGs-SWIFTS semble le compromis le plus intéressant pour la surveillance

de structure en béton armé. Une étude du vieillissement et du fluage de la colle sera nécessaire avant une utilisation future. Après cette étude, nous ne sommes cependant pas en mesure de déterminer la sensibilité ultime des mesures de l'association FBGs-SWIFTS dans le béton. Nous souhaiterions notamment vérifier si la sensibilité de ce type de mesure permettra d'observer l'ouverture de fissure en temps réel. Pour cela la première étape sera d'observer le comportement du béton soumis à des déformations d'ordre de grandeur 1000 fois inferieur avec la technologie FBGs-SWIFTS.

4.4 Mesurer le microstrain : mesure de micro-déformation dans le béton

Lors de cette expérience, nous avons choisi de couler deux poutres de taille plus petite permettant de tester celles-ci dans une presse micrométrique plus précise et qui permet de mesurer des déformations allant jusqu'à 100 nε. Nous proposons donc des poutres de longueur 40 cm pour une longueur entre appuis sur la presse de $L = 35\ cm$, une section carrée de coté $b = h = 10\ cm$ (cf. FIG. 70). Il est à noter que ces dimensions ne vérifient pas la théorie des poutres [86] (la longueur n'est pas assez grande par rapport aux dimensions transverses).

FIG. 70 : Coffrage des poutres pour l'expérience de microdéformation réalisée par Véronique Mary.

4.4.1 Analyse théorique prévisionnelle

Le but de cette étude est de mesurer des déformations entre la microdéformation et la nanodéformation dans une poutre en béton sans armatures.

Prévoyons de manière théorique les effets des contraintes appliquées sur la poutre. Dans le cadre de la théorie des poutres appliquée à la résistance des matériaux, la contrainte normale σ_{xx} varie linéairement sur la hauteur y de la poutre. La relation est :

$$\sigma_{xx}(y) = \frac{M_z}{I} y \,, \tag{4.3}$$

où M_z est le moment de flexion dans la section considérée, I le moment quadratique et y la position sur la verticale de la poutre.

Pour une poutre en flexion 3 points comme c'est le cas dans notre expérience, le moment de flexion est maximum au centre de la poutre et vaut :

$$M_z = \frac{FL}{4} \,, \tag{4.4}$$

où F est la force appliquée au centre de la poutre et L la portée entre appuis.

Pour une poutre de section rectangulaire, avec b la largeur de la poutre et h sa hauteur, le moment quadratique vaut :

$$I = \frac{bh^3}{12} \,. \tag{4.5}$$

En utilisant la loi de Hooke (ou loi d'élasticité du matériau cf. chapitre 1), on a la relation de proportionnalité entre la contrainte et la déformation par :

$$\sigma_{xx}(y) = E\varepsilon_{xx}(y) \,, \tag{4.6}$$

avec E le module d'Young du béton. Soit approximativement de 20 à 50 GPa car le béton coulé est un béton de fabrication artisanale.

En combinant les relations (4.3) à (4.6), on obtient donc pour la déformation :

$$\varepsilon_{xx}(y) = \frac{\sigma_{xx}(y)}{E} = \frac{M_z}{EI} y = \frac{FL}{4EI} y = \frac{3FL}{Ebh^3} y \,. \tag{4.7}$$

De plus, la déformation maximale sur la fibre se produit aux extrémités de la poutre, soit $y = \pm h/2$ et vaut donc :

$$\varepsilon_{xx}\left(\frac{h}{2}\right) = \frac{3FL}{2Ebh^2} \,. \tag{4.8}$$

Cependant on veut noyer la fibre optique et pouvoir être sûr de la contraindre en flexion lors de l'essai. En effet la partie supérieure de la poutre sera en flexion tandis que la partie inferieure sera en traction. On la positionne donc à $y = h/3$, on a alors la relation entre la déformation mesurée et la force appliquée par l'équation suivante :

$$\varepsilon_{xx}\left(\frac{h}{3}\right) = \frac{FL}{Ebh^2} \,. \tag{4.9}$$

On cherche à mesurer des déformations de l'ordre d'environ 10^{-6} ε. La poutre a une longueur entre appuis de $L = 35\ cm$, avec $b = h = 10\ cm$. Comme nous l'avons dit précédemment, ces dimensions ne vérifient pas la théorie des poutres, on doit donc s'attendre à des écarts de

l'ordre de 5 à 10% mais cela reste inférieur à l'incertitude sur le module d'Young du béton qui est de l'ordre de 20 GPa.

Au final, on a :

$$\varepsilon_{xx}\left(\frac{h}{3}\right) = \frac{FL}{Ebh^2} = 17{,}5.10^{-9}F\,. \tag{4.10}$$

La capacité maximale de la presse est de 400 N, soit une déformation maximale de 7.10^{-6} ε. Nous sommes donc exactement dans la bonne gamme d'effort de la presse pour atteindre les objectifs en déformation (de l'ordre de la microdéformation). On imagine donc de se stabiliser autour d'un effort de 300 N (soit une déformation de $5{,}25.10^{-6}$ ε) et d'osciller de 50 N autour de cette valeur (soit des déformations de $\pm 0{,}875.10^{-6}$ ε) pour un premier essai. Pour valider l'utilisation de la presse et de l'instrumentation, une consigne en dent de scie d'amplitude 300 N sur une durée de deux périodes de 20 secondes sera d'abord mesurée.

4.4.2 Coulage de la poutre et installation du banc d'essai

L'absence de packaging sur les fibres utilisées à 850 nm entraine une importante fragilité lors du coulage. On a vu dans l'expérience précédente que la casse de la fibre est un problème majeur. De plus, nous ne pouvons pas mettre de gaine à l'endroit du réseau car cela entraine de prendre en compte une fonction de transfert inconnue entre la fibre et le béton lors des essais. Pour cette raison, sur cet essai plus critique en termes de précision, il a été décidé de laisser la fibre nue (juste avec sa gaine de protection plastique de 230 µm) sauf au passage béton-air où nous avons rajouté une gaine plastique et métallique (cf. FIG. 71) car une simple torsion risque de casser la fibre à cet endroit.

Comme prévue par l'analyse théorique prévisionnelle, pour être certain de maximiser les chances d'avoir un signal propre et uniquement travailler en traction, nous voulons placer la fibre en traction en la plaçant à $h/3$ comme le montre la figure FIG. 71.

FIG. 71 : Fibre placée à h/3 dans le coffrage graissé. On remarque la protection plastique et métallique en sortie de poutre.

Enfin et pour permettre malgré tout une compression ou une dilatation de la fibre de Bragg, nous décidons de la maintenir sous tension manuellement lors du coulage (FIG. 72-a). Si l'on ne connait du coup pas la tension appliquée dans ce cas, nous ne travaillerons par la suite qu'en variation de déformation donc cela ne pose pas de problème. Lors de cette phase de coulage, une des deux fibres s'est cassée. Nous disposons donc d'une unique poutre pour les essais en déformation et d'une poutre de test sans fibre instrumentée.

Fig. a

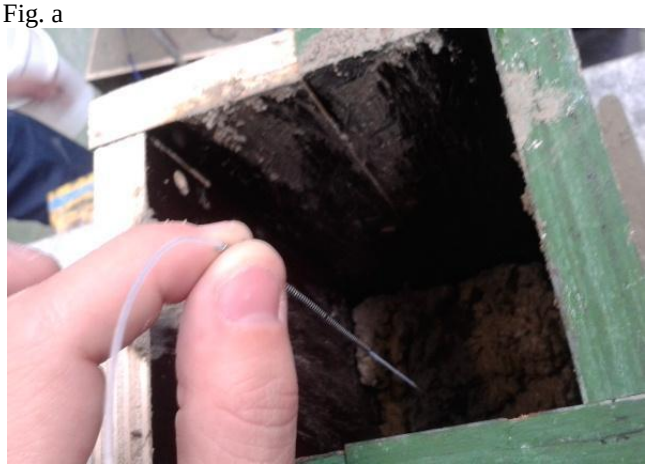


Fig. b

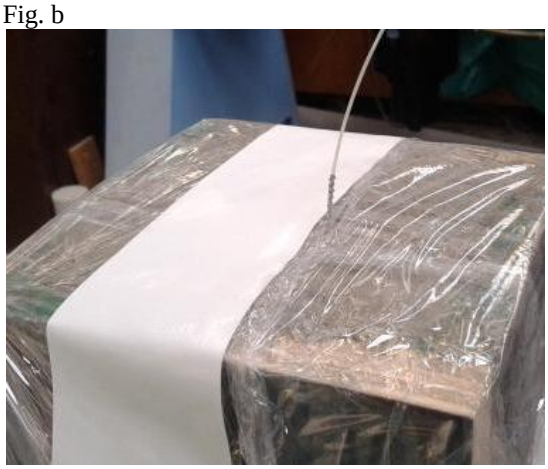


FIG. 72 : (a) Maintien manuel de la fibre sous tension lors du coulage et (b) poutre coulée enrobée de cellophane pour le séchage.

Une fois coulée et après 28 jours de séchage (le béton possède 80 % de ces caractéristiques mécaniques après 8 jours de séchage et quasiment 100 % après 28 jours de séchage), la poutre est prête à être testée après installation dans la presse de flexion 3 points (FIG. 73). Les points d'appuis de la presse sont protégés de plastique permettant d'une part d'atténuer les défauts de la poutre créés lors du coulage, mais d'autre part créant l'inconvénient d'une latence d'écrasement au départ et à la fin de l'essai entrainant une imprécision sur la mesure de la déformation.

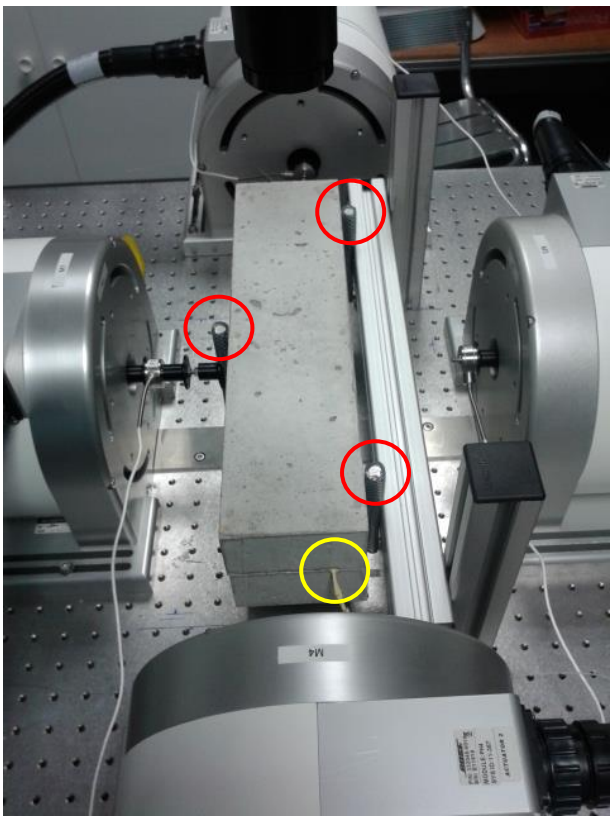


FIG. 73 : Poutre en essai sur la poutre en flexion 3 points (en rouge). La sortie du capteur par fibre de Bragg est visible (en jaune) placée à environ h/3.

4.4.3 Résultats

Un premier essai réalisé consistant à la répétition d'une consigne en dent de scie d'amplitude 300 N sur une durée de deux périodes de 20 secondes a donné le résultat suivant (FIG. 74).

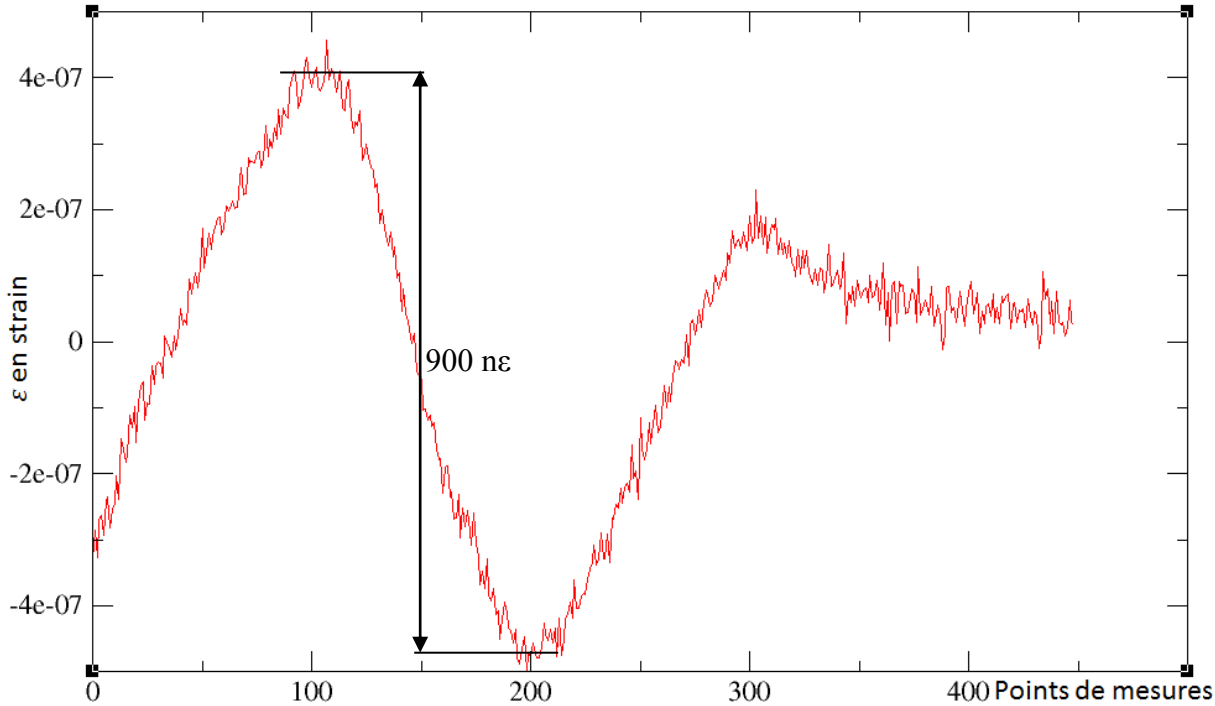


FIG. 74 : Déformation mesurée par l'association FBGs-SWIFTS sur la presse micrométrique.

L'amplitude mesurée est d'environ 900 nε sur la première période pour une déformation théorique attendue de 5,25 με. Cette différence s'explique principalement par un module d'Young inconnu pour ce type de poutre, mais aussi car, comme expliqué précédemment ce type de dimensions ne respecte pas la théorie des poutres. Cela peut sembler étrange d'utiliser une poutre dont on ne connait pas le module d'Young mais c'est en général le cas avec des bétons « maison ». Le fait d'avoir une deuxième poutre de test va permettre de valider le module d'Young de ce béton en amenant la poutre test jusqu'à destruction avec une autre presse. Pour l'instant nous l'estimons entre 20 et 50 GPa.

Puisqu'on connaît la force théorique appliquée ($\Delta F = 300\ N$), qui donne une déformation mesurée de 900 nε ($\Delta\varepsilon_{xx}(h/3)$), il est possible d'après la formule (4.9) vérifiant la théorie des poutres d'estimer le module de Young de ce béton. En effet le module de Young vérifie la formule (4.11) avec les valeurs de b, h et L définies précédemment.

$$E = \frac{\Delta F}{\Delta\varepsilon_{xx}\left(\frac{h}{3}\right)} \cdot \frac{L}{bh^2} = 117\ \text{GPa}\,. \tag{4.11}$$

Ainsi soit le béton « maison » a effectivement un module de Young environ 5 fois plus élevé, ce qui est possible, soit la mesure sous-estime la déformation. Il y à probablement une partie de ces deux phénomènes car un module de Young de 117 GPa semble trop élevé pour un béton.

Enfin pour valider cette mesure, nous prévoyons d'utiliser à nouveau une mesure par corrélation d'image. C'est la corrélation d'image qui nous servira donc d'étalon de déformation. Ces mesures ne sont à l'heure actuelle pas terminées et sont donc à poursuivre. Nous avons vu que la mesure par FBGs-SWIFTS permet de mesurer facilement 1 με et nous pouvons ajouter que la précision est même meilleur que 100 nε et nous le confirmerons dans la partie 4.5.

4.4.4 Conclusion

Cette expérience a permis de commencer à valider la mesure de microdéformation dans le béton. Les mesures sont actuellement à poursuivre pour déterminer l'incertitude de mesure dans la poutre en béton. L'étape suivante pourrait être de couler des éprouvettes de béton qui pourront ensuite être coulées dans des forages pour permettre une surveillance continue de l'environnement de mines, de puits de pétrole ou de structures de génie civil. Avant cela nous nous suggérons de réaliser une éprouvette dans des matériaux moins robuste pour créer un démonstrateur transportable.

4.5 Mesurer cent nanostrains : mesure sur une éprouvette en Delrin

Nous proposons de réaliser des éprouvettes dans des matériaux comme le Polycarbonate (PC), le Polychlorure de Vinyle (PVC), le Polyoxymettrylène ou Delrin (POM), ces matériaux (cf. FIG. 75) étant plus facilement déformables que du béton par exemple. Nous proposons donc de faire un démonstrateur dans un de ces matériaux contenant une fibre interne maintenue sous tension. Ce démonstrateur devra permettre par simple pression sur l'éprouvette de visualiser la déformation appliquée.

FIG. 75 : Différentes éprouvettes réalisées en PC, PVC et Delarin (de gauche à droite).

4.5.1 Choix du matériau et installation de la fibre

Pour le choix du matériau de l'éprouvette, nous commençons par celui des trois ayant le module d'Young le plus élevé (cf. Table 11) : le Delrin qui présente le meilleur compromis pour maximiser les chances d'observer une petite déformation. En effet, à déformation égale, plus le module d'Young du matériau est élevé, plus la force à appliquer sera importante. Pour un démonstrateur l'idéal est de devoir appliquer des forces allant de 0,1 N à 1000 N (typiquement de l'ordre de la dizaine de gramme au kilogramme cf. Table 12).

Matériau	**Module d'Young (en GPa)**
Delrin/POM	3 à 3,3 (ici 3,1)
PVC	2,41
PC	2,3 à 2,5 (ici 2,32)
Fibre en Silice	70

Table 11 : Module d'Young des différents matériaux envisagés pour la construction de l'éprouvette et module d'Young de la fibre de Bragg.

La deuxième étape est d'installer la fibre sous tension dans l'éprouvette de 4 cm de diamètre. Pour cela nous suspendons un poids en bout de fibre lors du collage des extrémités de la fibre dans les encoches de l'éprouvette. La colle a été choisie pour présenter le moins de fluage possible, c'est une colle bi-composant utilisée pour le collage des férules (connecteurs) de fibre optique. L'éprouvette contient alors une fibre de Bragg GFPC sous-tension (cf. FIG. 76). La déformation mesurée par la fibre correspond donc à la déformation appliquée sur l'éprouvette.

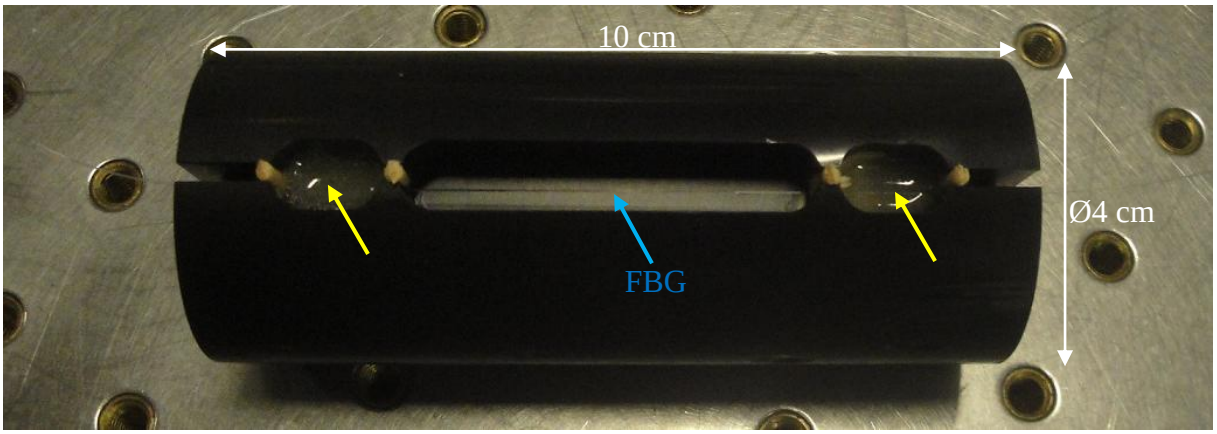


FIG. 76 : GFPC installé dans une éprouvette en Delrin. Points de colle (en jaune) permettant de maintenir la fibre sous tension (en bleue).

4.5.2 100 nanostrains mesurés par un démonstrateur en Delrin

Calculons la force à appliquer (en kg) pour obtenir une déformation donnée. La force F vaut :

$$F = \frac{SE}{L} e \,, \tag{4.12}$$

où S est la surface sur laquelle on applique la force, E le module d'Young du matériau utilisé, e l'élongation subie par l'éprouvette et L sa longueur (on fait ici l'approximation que l'éprouvette se comporte comme un cylindre de la même dimension totalement composé de Delrin). La déformation vaut (avec la correspondance en force à appliquer cf. Table 12) :

$$\varepsilon = \frac{e}{L} . \tag{4.13}$$

La section S vaut πr^2 avec r le rayon de 2 cm, soit 12,57 cm^2.

Déformation ε souhaitée (en ε)	**Force F à appliquer sur l'éprouvette en Delrin (en N)**	**Masse à poser sur l'éprouvette (en Kg) ***
10^{-3} (1 mε)	$3{,}897.10^3$	397
10^{-4} (100 με)	$3{,}897.10^2$	39,7
10^{-5} (10 με)	38,97	3,97
10^{-6} (1 με)	3,897	0,397
10^{-7} (100 nε)	0,3897	0,0397 (39,7 g)

Table 12 : Table de conversion entre la déformation souhaitée, la force à appliquer ou la masse à poser sur l'éprouvette (* la valeur de la masse est égale à la force sur la constante d'accélération $g = 9{,}81\ m.s^{-2}$) pour appliquer cette déformation.

Il faut noter que la limite en déformation d'une fibre en silice est supérieure à 10 mε (4 à 5 %). Cette limite sera donc atteinte en plaçant un poids d'environ 4 tonnes sur l'éprouvette, nous n'atteindrons donc jamais la déformation limite de la fibre par cette méthode.

Pour appliquer une déformation de 100 nε, il suffit donc de poser un poids de 39,7 g sur l'éprouvette, soit le poids d'une lettre « bien remplie ». Nous avons réalisé une mesure en continue en posant successivement des poids de 291 g et 67 g correspondant respectivement à 730 nε et 170 nε.

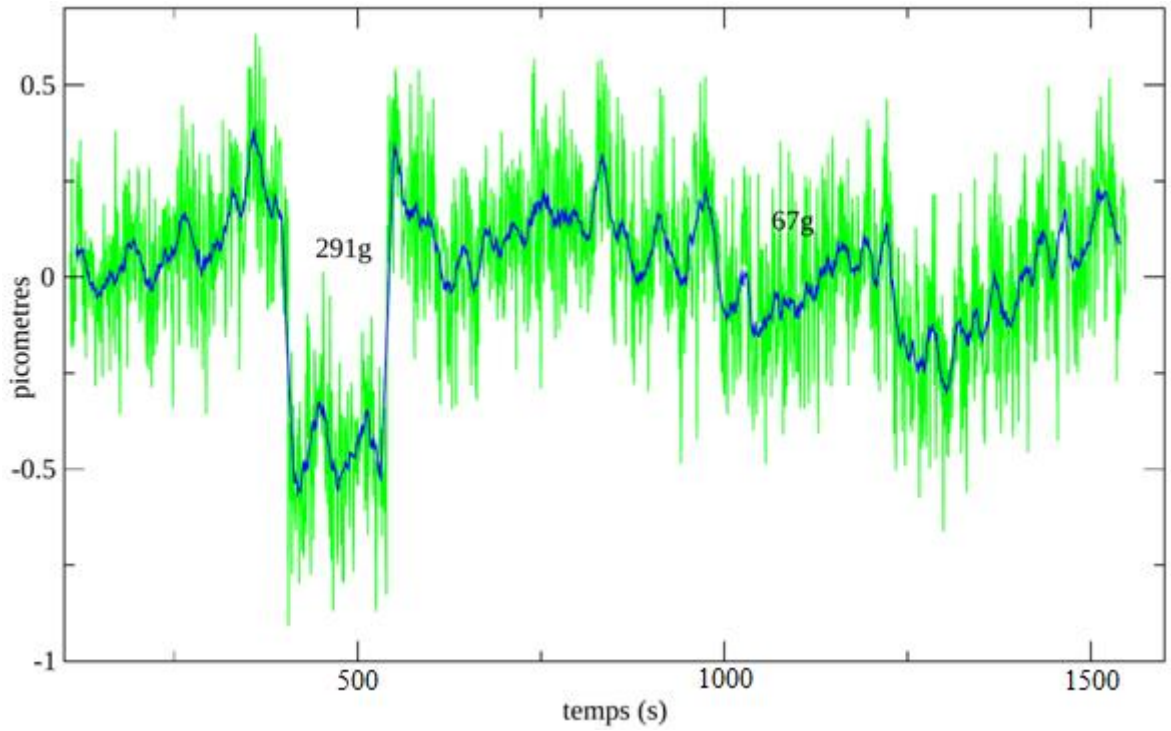


FIG. 77 : Mesure réalisée avec des poids de 291 g et 67 g. La courbe bleue est une moyenne sur 100 points de la courbe verte (acquisition très rapide).

Nous sommes en mesure de détecter environ 700 nε avec cette première expérience (cf. FIG. 77) mais le poids de 67 g reste indétectable car le niveau de bruit est trop élevé. Le signal est en effet très bruité et pour remédier à ce problème nous décidons d'essayer de protéger au maximum l'éprouvette des petites variations de température. Le capteur GFPC pour le calcul de la déformation apparente est toujours perturbé par la sensibilité à la température. C'est pourquoi nous décidons d'une part d'appliquer une forte variation de température constante (permettant aussi de calibrer l'instrument SWIFTS) que nous enlevons ensuite dans le traitement de donnée, et d'autre part de protéger l'éprouvette par plusieurs couches de papier d'aluminium. Ceci permet d'atténuer les petites perturbations de température créées par notre présence. La figure FIG. 78 donne la mesure brute avec la variation de température et la figure FIG. 79 donne la mesure corrigée de la variation de température principale. Les poids pesés sont de 291 g, 67 g et 38 g.

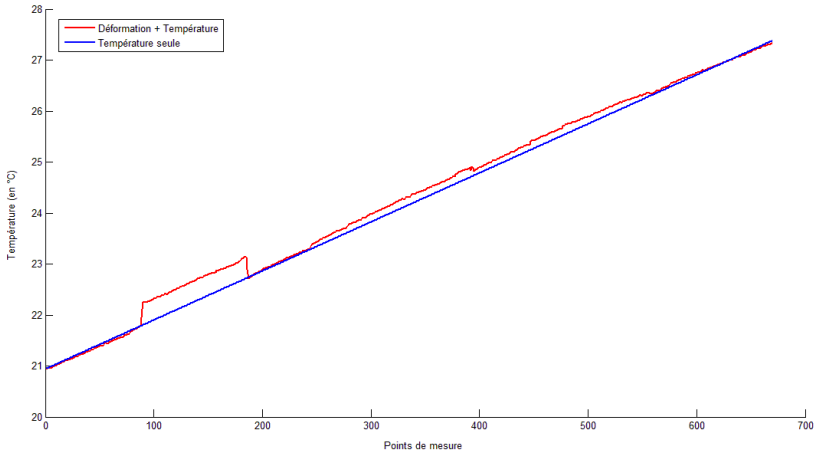


FIG. 78 : Mesure par SWIFTS de l'éprouvette mise en contrainte par différents poids. Une variation de température est appliquée de manière continue.

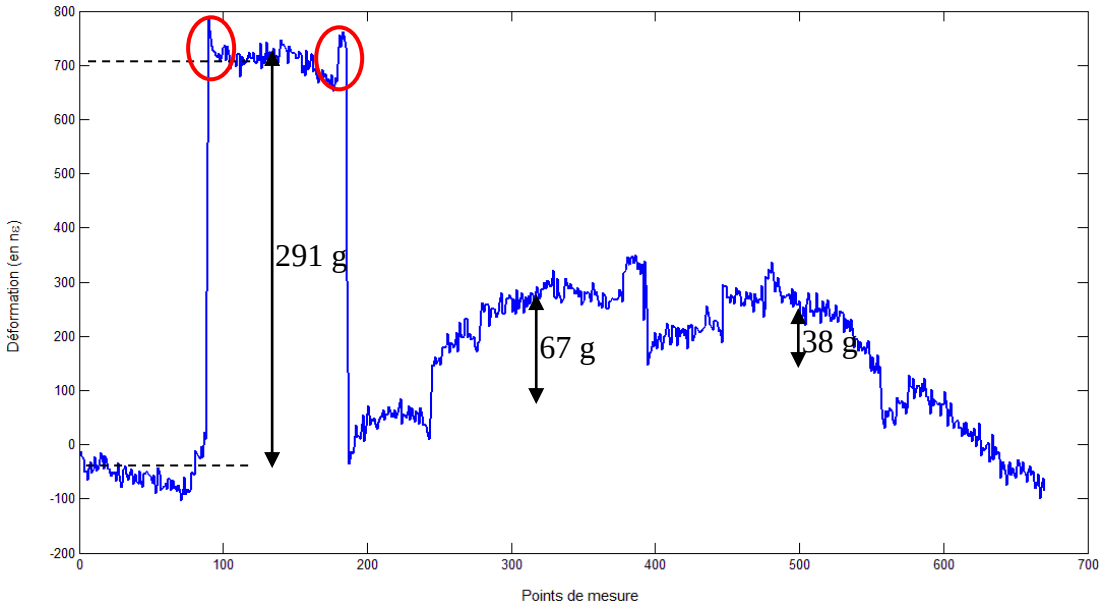


FIG. 79 : Résidu de déformation seule

Malgré encore quelques perturbations parasites, on distingue assez nettement la pesée des poids de 291 g, 67 g et 38 g correspondant donc en théorie à 730 nε, 170 nε et 96 nε. Les mesures surestiment légèrement la déformation à 740 nε, 175 nε et 110 nε. Cette courbe permet même de postuler que lorsqu'on pose les poids, on appuie légèrement sur l'éprouvette à cette occasion ce qui explique les « oreilles » de sur-déformation des pics (en rouge sur la figure FIG. 79).

Pour améliorer ce dispositif, il est nécessaire de trouver un moyen d'isoler la déformation de la température. Ce problème récurrent peut être solutionné par diverses méthodes (décrites notamment aux chapitres 3 et 5). Dans le chapitre 5, une méthode utilisant une fibre de référence est utilisée. Nous avons aussi envisagé la création de fibre de Bragg athermale (cf. partie 3.6.6.2) mais la nécessité de préforme trop petite pour les techniques actuelles ne nous a pas permis d'en disposer pour cette expérience.

Enfin compte tenu de ces bons résultats, la cavité Fabry-Perot à réseaux de Bragg utilisée ne possédait pas les caractéristiques idéales définies dans les chapitres précédents. En effet nous

avons utilisé ici l'un des premiers GFPC commandés chez IXFIBER. Les caractéristiques de ce GFPC ne répondaient donc pas encore à l'optimisation pour la haute précision (taille de la cavité, réflectivité à 50 %, longueurs des réseaux définissant la cavité importantes). Les caractéristiques sont ici : 8 mm de longueur de cavité, 64 % de réflectivité et une longueur des réseaux de 0,5 mm (correspondant à 300 pm de FWHM).

Dans le dernier chapitre ces caractéristiques seront donc optimisées avec environ 20 mm de cavité, 50 % de réflectivité est des réseaux de longueur 1,5 mm (120 pm de FWHM) et on peut donc espérer des sensibilités de mesure encore meilleures.

4.6 Conclusion

Les mesures du chapitre 4 ont été réalisées sur différents matériaux : le béton en permettant de comparer nos mesures à des capteurs de Bragg commerciaux dans des packagings adaptés (de précision 1 με), et le Delrin avec la réalisation d'un démonstrateur de précision limité à 100 nε.

L'étude sur les déformations dans le béton a participé à la validation d'un modèle numérique (réalisé au laboratoire 3sr) et permis de choisir lesquels des capteurs de Bragg testés sont les plus adaptés à l'étude des déformations dans une structure en béton armé. L'étude a porté sur les différentes méthodes d'accroche : collage en parement, ancrage en surface et coulage interne. Dans cette optique, des études seront nécessaires sur le vieillissement de ces méthodes d'accroches et notamment sur le fluage long terme de la colle utilisée. En effet, nous n'avions pas prévu que les capteurs collés donneraient des résultats aussi cohérents en température et déformations sur la totalité de l'essai (jusqu'à 6 ou 7 mε).

L'un des objectifs principaux était de valider l'utilisation des FBGs dans des conditions de chargement extrême et de vérifier que la détection de fissure est possible avec ces capteurs. Ce travail doit être poursuivi en se focalisant principalement sur l'ouverture de fissure et les instants qui précèdent cette ouverture. Les FBGs, notamment l'association FBGs-SWIFTS, sont capables de détecter l'ouverture de fissure et on observe un saut dans la mesure de la déformation. Les FBGs de longue base permettent de moyenner la mesure instantanée et sont donc plus robustes aux fissures. Cependant les FBGs de courte base autorisant une large gamme de déformations (permettant de suivre facilement une déformation jusqu'à quelques millistrains) sont à prescrire pour la détection précise de fissure. Il faudra donc un grand nombre de capteurs pour être certain de ne pas rater le passage de la fissure.

Pour être en mesure de suivre un grand nombre de capteurs, l'effort est aussi à porter du côté de l'interrogateur. Celui de la gamme Micron Optics 4 voies présentait des limites de plages de mesure. Le Micron Optics 16 voies ne présente plus ce problème et semble adapté à une mesure ne nécessitant pas plus de 64 capteurs pour des déformations de l'ordre de 10 mε. Le coût de cet interrogateur est consistant. La voie est ouverte pour un interrogateur de coût modéré permettant un multiplexage haute résolution. Le WIDE Spectra décrit au chapitre 2 et disposant de la technologie SWIFTS de chez Resolution Spectra Systems peut se placer sur ce marché.

Le démonstrateur à 100 nε a très bien fonctionné lorsqu'il était bien isolé de la température. Cependant le coefficient de dilatation thermique du Delrin est important (80.10^{-6} K^{-1}). De ce fait non seulement la fibre de Bragg est sensible directement à la température, mais à ce phénomène se rajoute la déformation de la fibre due à la dilatation thermique de l'éprouvette en Delrin créée par les variations de température, notamment lorsque l'on s'approche du dispositif. Nous nous sommes aperçus de cette amplification du phénomène de mesure de la température au cours de nos mesures. Nous avons donc créé un très bon capteur de température même si ce n'était pas le but initial.

Finalement les trois études précédentes ont montrées que l'association FBGs-SWIFTS est cohérente et permet de mesurer la déformation sur une large gamme [100 nε – 10 mε]. Cette gamme de déformation n'est cependant pas exhaustive. La technologie SWIFTS doit permettre de mesurer des déformations jusqu'au nanostrain, voire picostrain, en utilisant le potentiel maximal de l'interférogramme. Cette gamme de déformation n'a jamais été atteinte par ce les interrogateurs de type Micron Optics. La haute résolution du ZOOM Spectra a déjà permis de valider la mesure de 100 nε. Le but du chapitre 5 sera de valider la mesure du nanostrain sur des mesures de terrain et sur des phénomènes géophysiques réels.

Chapitre 5

Mesurer le nanostrain : mesure de déformation par FBG interrogé par SWIFTS pour des applications géophysiques

Sommaire

5.1 La mesure de déformation en géophysique 130
5.1.1 La mesure de déformation en volcanologie : Etude des trémors 130
5.1.2 La mesure de déformation en sismologie : Etudes des séismes lents 132
5.2 Une instrumentation adaptée à la géophysique 135
5.3 Détecter une déformation cyclique permanente : la mesure de la marée terrestre 137
5.4 Les difficultés d'une expérimentation en géophysique : l'installation du dispositif expérimental au LSBB 140
5.4.1 Couplage entre la fibre et la roche 140
5.4.2 Maintien de la fibre sous contrainte 141
5.4.3 Décorrélation entre la température et la déformation 142
5.4.4 SWIFTS 144
5.5 Traitement des signaux et résultats 144
5.5.1 Onde de Morlet 146
5.5.2 Interspectre 147
5.5.3 L'intercorrélation 148
5.5.4 Validation de la méthode de l'interspectre sur un déplacement contrôlé par un actuateur piézoélectrique 149
5.5.5 Une estimation de la marée terrestre 152
5.5.6 Mesure d'un phénomène géophysique 157
5.6 Limites et perspectives 159
5.6.1 Limites en relation avec l'installation 159
5.6.2 Perspectives instrumentales 159
5.7 Conclusion 162

Dans les chapitres précédents nous avons présenté le concept de SWIFTS et la théorie afférente aux fibres de Bragg. Nous avons vu que SWIFTS peut être utilisé en tant qu'interrogateur de fibre de Bragg de manière très performante et que l'association de ces deux concepts permet des mesures de déformations et de températures, notamment dans le cadre de la surveillance de structure dans le génie civil. Dans ce chapitre nous nous intéressons à adapter ce principe pour réaliser des mesures de déformations pour des applications géophysiques.

Nous commençons par présenter l'intérêt de tels capteurs pour la géophysique et dans quels domaines ils peuvent apporter des innovations. Pour valider ce système innovant, nous avons étudié un phénomène cyclique connu, la marée terrestre. Nous décrivons donc l'expérience de mesure de la marée terrestre que nous avons réalisée dans la galerie anti-souffle du Laboratoire Souterrain à Bas Bruit de Rustrel (LSBB), son installation, ses résultats, ses limites et ses perspectives. Dans une seconde partie, nous discutons des méthodes de traitement de données adaptées au déphasage du deuxième paquet de l'interférogramme lors d'une mesure de déformation en géophysique. Les perspectives instrumentales les plus intéressantes seront ensuite décrites dans une optique d'amélioration de la sensibilité pour une installation au LSBB ou sur des lieux d'activité géophysique intense.

5.1 La mesure de déformation en géophysique

Comme nous l'avons vu dans l'introduction, dans la recherche en géophysique, la mesure de la déformation de la croûte terrestre est un élément majeur permettant d'apporter de nombreuses réponses dans l'étude et la compréhension de la dynamique des volcans et des séismes. En effet, les variations de déformation et de contrainte dans les zones volcaniques ou tectoniques sont des indicateurs de changement dans l'activité du système et de prédiction de son évolution vers de possibles états critiques. Les variations de déformation et de contrainte en zones actives peuvent être statiques ou dynamiques. Au cours des dernières années, le besoin de rassembler ces deux aspects de la discipline semble de plus en plus évident car les observations et les modélisations des phénomènes lents prennent de plus en plus d'importance. En effet, ces phénomènes lents impliquent des gammes de fréquence à la limite supérieure des changements statiques et à la limite inférieure des changements dynamiques. Nous allons décrire ces phénomènes et voir l'intérêt de les mesurer par des capteurs par fibre de Bragg interrogés par une technologie SWIFTS.

5.1.1 La mesure de déformation en volcanologie : Etude des trémors

Les déformations associées aux phénomènes éruptifs de volcan représentent d'importants phénomènes transitoires que les inclinomètres (utilisation d'un inclinomètre en géophysique thèse de Boudin [87]) et strainmeters peuvent enregistrer comme signaux précurseurs. De récentes observations [88]–[90] montrent que la gamme de fréquence la plus intéressante pour suivre l'évolution des phénomènes d'intrusion magmatique pré-éruptives est entre 0,1 et 0,01 Hz. Cette gamme de fréquence est très inferieure à celle utilisée actuellement pour la surveillance sismique de ces volcans (1 à 30 Hz) et se situe à la limite basse des récents instruments large bande (de 0,01 à 30 Hz). Par ailleurs, les meilleurs résultats pour surveiller

les sources volcaniques ont été obtenus par des strainmeters capables de suivre la remontée rapide du magma sur plusieurs kilomètres en un temps allant du dixième de minute au dixième d'heure.

L'activité sismique engendrée par la remontée du magma lors d'une éruption volcanique se nomme un trémor. Les vibrations sont provoquées par les oscillations du magma, des bulles de gaz volcaniques et des frottements contre les parois de la cheminée volcanique. Le trémor représente un outil fiable pour la prévention volcanologique car son apparition signale aux volcanologues l'imminence d'une éruption volcanique. Le trémor se produit tant que du magma remonte de la chambre magmatique, soit de quelques minutes à plusieurs jours. Les déformations engendrées par les trémors sont généralement importantes allant jusqu'au microstrain et l'éruption de Montserrat a montré avec [91], [92] que ces signaux sont complémentaires aux autres observations dans le but de comprendre les phénomènes en jeu. Avant l'éruption, lorsqu'on effectue un filtrage passe-bas, on peut observer une première phase (cf. FIG. 80) correspondant à la phase de fracturation pré-explosive. Lors de cette phase des déformations de l'ordre de la dizaine de nanostrain peuvent être observé. Pour pouvoir prévoir le séisme, il faudra par contre s'intéresser aux déformations lentes très en amont de cette phase.

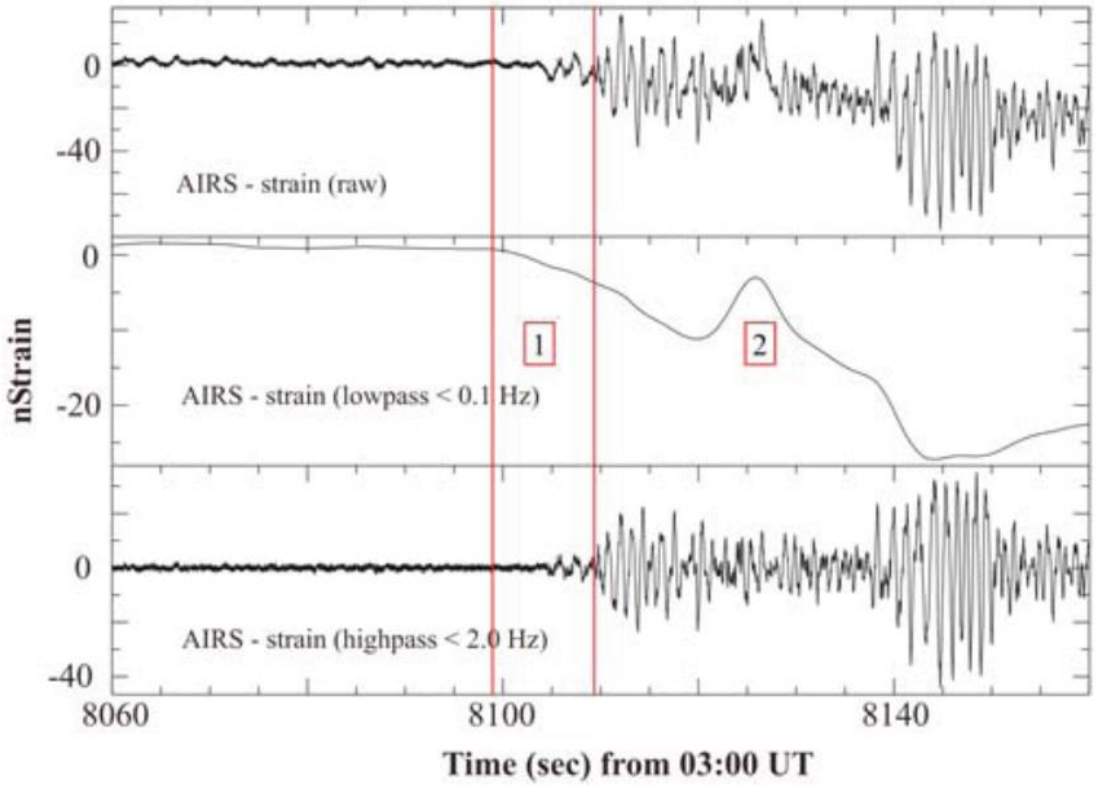


FIG. 80 : Déformations provoquées par l'éruption du volcan de la Soufrière à Montserrat en 2004. De haut en bas, le signal brut, le signal filtré par un passe-bas à 0,1 Hz et le signal filtré par un passe-haut à 2 Hz. Les données montrent une déformation dix secondes (notée phase 1) avant la phase d'explosion engendrant le séisme et le début de la phase 2. Figure de Voight *et al.* [92].

5.1.2 La mesure de déformation en sismologie : Etudes des séismes lents

D'autre part, d'autres observations majeures en géophysique attestent que les déformations de la croûte terrestre, associées aux instabilités sur les frontières de plaques, se répartissent entre rupture et fluage de façon continue, avec une gamme de vitesse de déformation plus large que supposé auparavant.

Parmi ces observations, on peut citer l'une des principales, l'observation des séismes lents (SSE pour Slow Slip Events). C'est grâce aux strainmeters qu'ont été observés pour la première fois en 1996 ces séismes dits « lents » sur la faille de San-Andreas [93]. Le cycle sismique des subductions a également montré en 2002 une complexité inattendue avec la découverte d'évènements de déformations majeurs sous la forme de SSE. Les plus grands séismes lents connus ont été observés au Mexique avec des magnitudes de l'ordre de 7,5 et des profondeurs d'environ 40 km [94]–[97] (cf. FIG. 81). La figure FIG. 81-c montre des déplacements de quelques centimètres correspondant à quelques dizaines de nanostrain sur une durée de sept mois. Ces événements sont associés à une intense activité des trémors non-volcaniques profonds.

Les trémors non-volcaniques sont cependant observés par crises dont il est difficile de dire qu'elles soient associées à des séismes lents. En effet les grands SSE ont été détectés par GPS mais du fait de l'imprécision des positionnements ponctuels des GPS, le seuil de détectabilité s'arrête à 6,2 sur l'échelle de Richter (cf. FIG. 83). La magnitude dite de Richter se base sur la mesure de l'amplitude maximale des ondes sismiques sur un sismogramme. Pour des amplitudes trop petites (magnitude M inférieure à 6,2), l'imprécision sur le déplacement mesuré par GPS est trop importante pour donner une estimation correcte du déplacement et donc de la déformation. Pour permettre une étude plus détaillée de ces processus peu connus, nous pensons indispensable de mettre en place des mesures de déformations précises. Associées aux autres mesures observables, ces mesures de déformations devraient permettre de descendre sous les 6,2 de magnitude.

Notons que si nous nous intéressons ici aux phénomènes lents, la fréquence maximale que peut mesurer l'instrument SWIFTS est de 30 kHz, il est donc possible de mesurer des déformations à plus haute fréquence avec cet instrument.

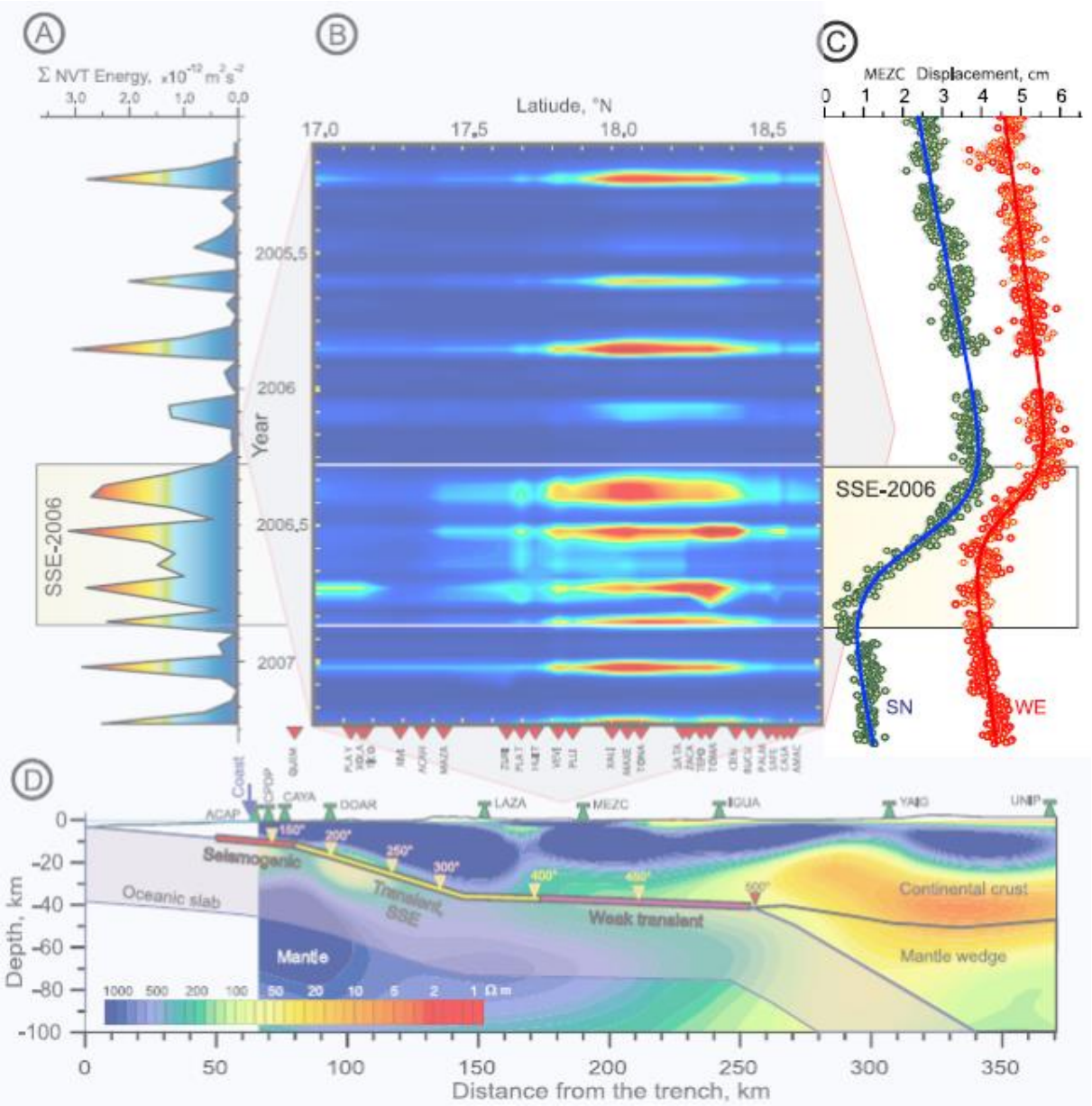


FIG. 81 : Meso-American Subduction Experiment (MASE) montrant un SSE au Mexique. (a) Distribution au cours du temps des trémors non-volcaniques (NVT). (b) Distribution temps-distance de l'énergie des NVT (même échelle de couleur que (a)). (c) Déplacement au cours du temps de la position GPS d'une station au centre de la zone. (d) Coupe profondeur-distance de la zone de subduction. Les figures (a), (b) et (c) ont la même échelle de temps. Les figures (b) et (d) sont alignées selon l'échelle des distances. La figure (c) montre des déplacements de quelques centimètres correspondant à quelques dizaines de nanostrain. Figure de Kostoglodov *et al.* [94].

De plus, de nouvelles observations suggèrent que la plupart des séismes inter-plaques (séismes qui se localisent le long des frontières de plaques et qui produisent les séismes les plus dévastateurs) sont précédés par une phase de glissement lent le long des plaques [98]. La zone de la faille qui deviendra l'hypocentre commence généralement à glisser bien avant la rupture proprement sismique. De nombreuses références existent sur ce phénomène pour deux des grands séismes les mieux observés : le séisme de Tohoku (de magnitude $M = 9{,}0$), au Japon en 2011 [99], et le séisme d'Izmit ($M = 7{,}6$), en Turquie en 1999 [100]. Jusqu'ici, la présence de cette phase de nucléation, précurseur d'un fort séisme, n'a été qu'indirectement

observée car les déformations associées sont trop faibles (quelques millimètres sur une distance de l'ordre de 10 km) pour être mesurées sans une instrumentation dédiée.

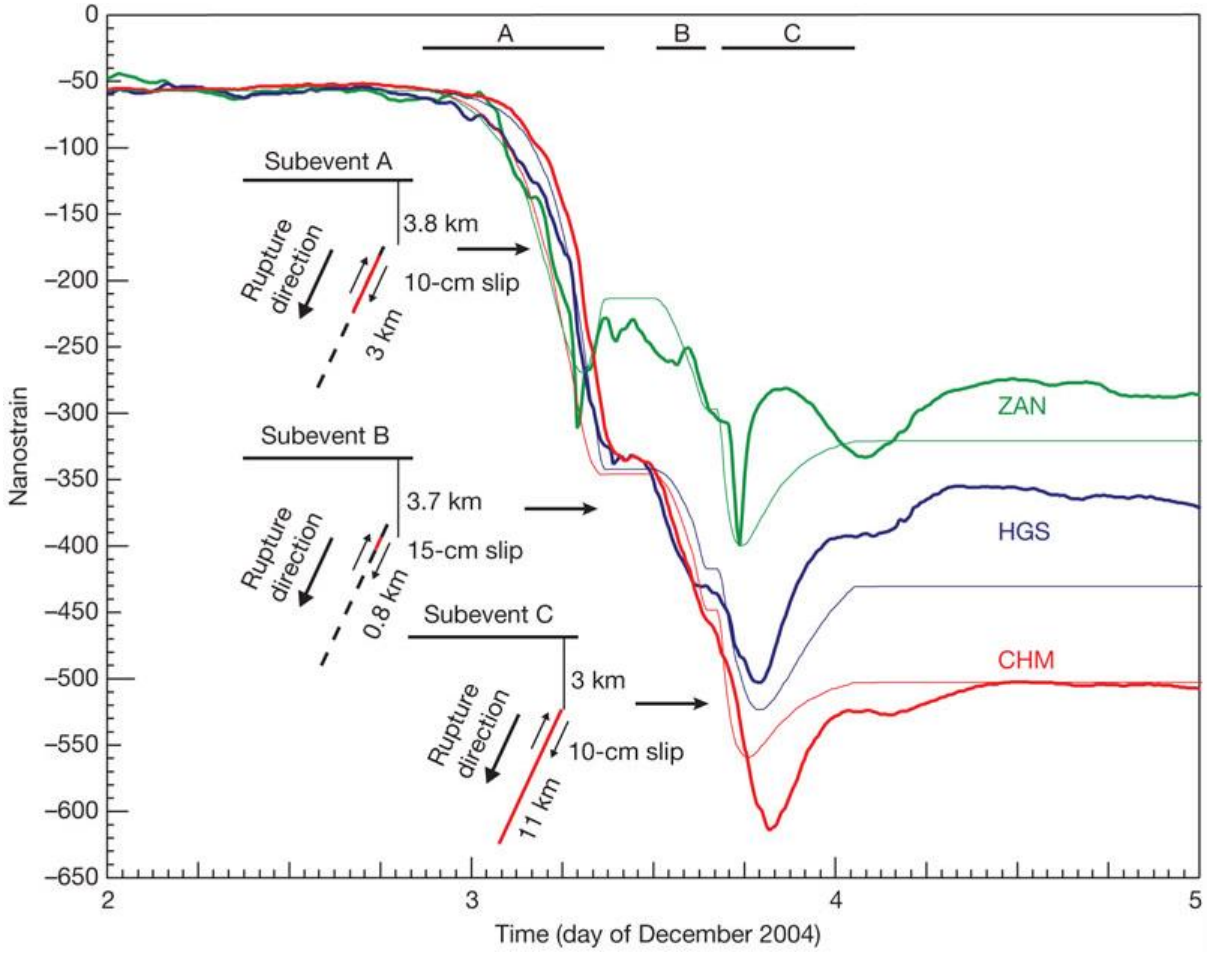


FIG. 82 : Déformations enregistrées sur un glissement lent à Taiwan par Liu *et al.* [101] au dessus de la zone de subduction après avoir enlevé les déformations dues aux marées et aux changements de pression atmosphérique. L'événement, enregistré par un strainmeter, est divisé en trois phases indiquées par les barres A, B et C. Les glissements se propagent jusqu'à différentes profondeurs selon la phase. Ces glissements sont de l'ordre de quelques centimètres provoquant des déformations pouvant aller jusqu'à la centaine de nanostrain.

Bilan des compétences des instruments actuels

Ces résultats présentent un défi instrumental pour la communauté géophysique car il s'agit de mettre en œuvre des techniques de mesure qui suivent ce continuum sur des échelles de temps allant de la milliseconde au mois pour des déplacements du mètre au micron, et des déformations associées de 10^{-5} ε à $0{,}1.10^{-9}$ ε. Entre sismomètres et GPS, les capteurs de déformations tels que les strainmeters et les inclinomètres sont les seuls à pouvoir suivre les déformations des petits phénomènes transitoires (inferieure à 10^{-6} ε) dans la gamme [Hz - μHz]. L'objectif est de se positionner dans la zone blanche (cf. FIG. 83) sur des gammes de déformation entre le dixième de nanostrain et le microstrain et sur des gammes de temps allant de la seconde à l'année. Pour ce type de mesure, il serait aussi intéressant d'étudier la dérive au cours du temps des différents capteurs utilisés. Cette étude de dérive n'a pas été réalisée dans cette thèse.

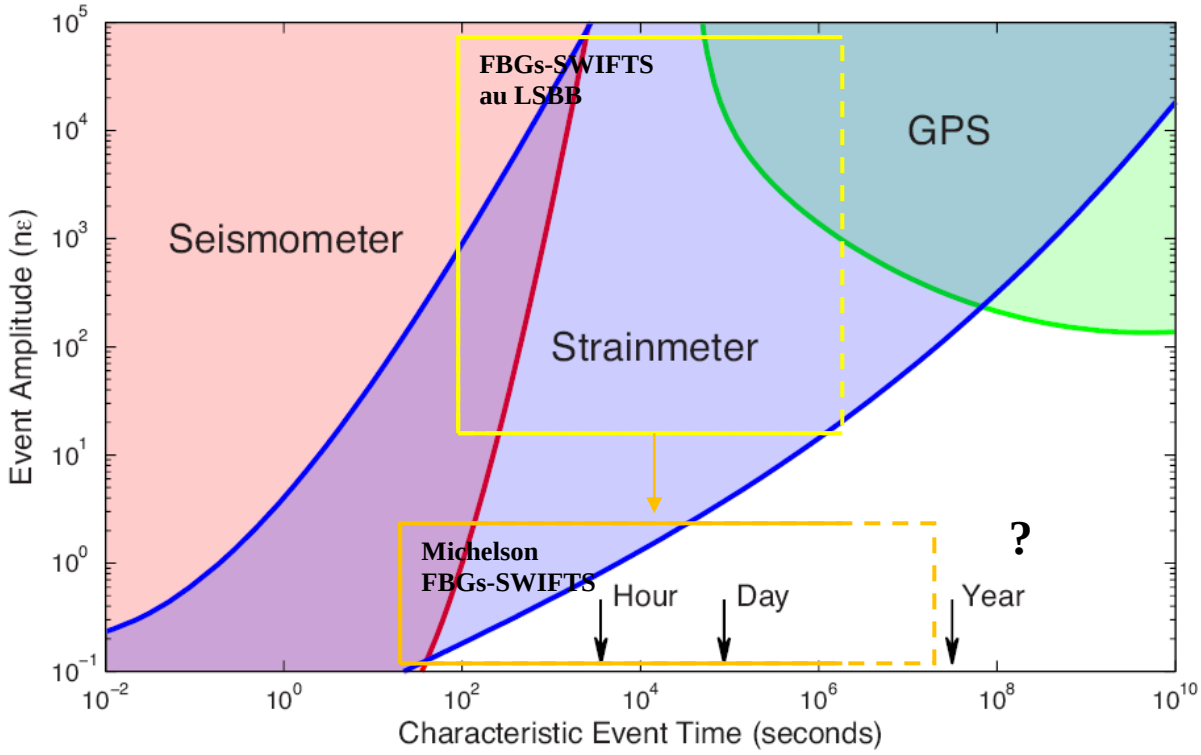


FIG. 83 : Positionnement des instruments selon les gammes de temps et de déformations. Figure adaptée de DeWolf [102].

Sur la figure ci-dessus, nous proposons deux expériences différentes sur le terrain. L'association des FBGs avec SWIFTS (en jaune sur la figure FIG. 83) devrait permettre d'égaler les performances des strainmeters actuels et sera développée dans les parties suivantes. A l'heure de l'écriture de cette thèse, le Michelson en FBG interrogé par SWIFTS est une perspective d'amélioration et devrait pouvoir être réalisé très prochainement.

Dans tous les cas, la diminution du risque sismique associé à la sismicité induite par l'activité humaine (génie civil, prospection minière etc…) passe aussi par une meilleure quantification des petites déformations et de leur évolution rapide.

5.2 Une instrumentation adaptée à la géophysique

L'offre instrumentale nécessaire à la mesure de ces très petites déformations est limitée. Deux modèles de strainmeters existent : le dilatomètre « Sacks-Evertson » et le strainmeter capacitif multiaxial « Gladwin » qui enregistre les six composantes du tenseur de déformation. Ces instruments sont coûteux, nécessitent des forages de taille décimétrique et ne travaillent pas à haute température (supérieure à 60°C) ou en domaine marin (alors que beaucoup de failles sont sous l'eau).

Il existe des extensomètres à fibre optique insensibles aux perturbations chimiques, radioélectriques, utilisables jusqu'à 200/300°C qui sont disponibles pour des applications de génie civil mais ils ne mesurent que de fortes déformations (supérieure au με).

Enfin, quelques équipes aux USA et au Japon travaillent sur deux prototypes à longue base d'une longueur de fibre optique supérieure à cent mètres. Ces prototypes ont été testés avec

succès par Zumberge *et al.* [102], [103] à l'observatoire Piñon Flat aux Etats-Unis mais nécessitent de grandes longueurs pour atteindre la résolution souhaitée. La figure FIG. 84 présente les densités spectrales de puissance (DSP) en fonction de la fréquence pour ces deux prototypes permettant de voir le niveau de bruit moyen pour chaque fréquence ainsi que les deux pics correspondant aux fréquences de la marée terrestre.

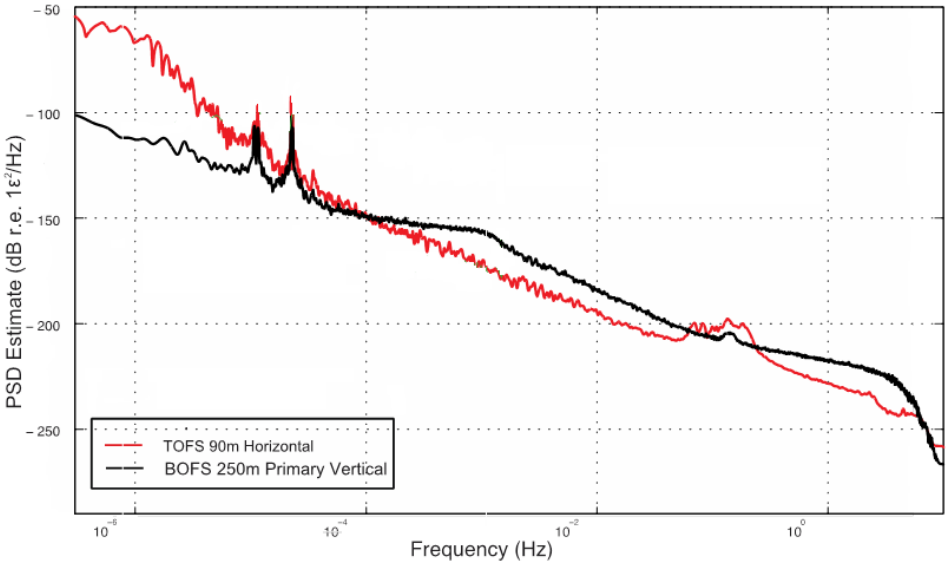


FIG. 84 : Densité spectrale de puissance des deux prototypes américains TOFS et BOFS de DeWolf [102].

On recense aussi un instrument japonais à courte base (13 cm) validé en laboratoire par Liu *et al.* et permettant de mesurer 10 nanostrain à faible fréquence (inférieur à $10^{-5}\varepsilon$) avec une électronique compliquée (non applicable sur le terrain). Cet instrument utilise justement des fibres de Bragg. Nous voulons valider ici un instrument avec une configuration terrain d'une longueur de Bragg de 1,7 cm attaché sur une distance de 17 cm.

Les réseaux d'instruments pour enregistrer les déformations sont considérablement moins développés que les réseaux permettant d'enregistrer les déplacements (réseaux sismiques et GPS). Une des raisons est que l'enregistrement des déformations (dérivée spatiale du déplacement) introduit une plus grande dépendance aux hétérogénéités géologiques locales. Les précautions à prendre sont plus importantes, les installations plus coûteuses car faisant appel en général à des forages. La réalisation d'un capteur de déformation de taille plus réduite que ceux utilisés actuellement ouvre de nouvelles perspectives puisque le coût d'un forage varie exponentiellement en fonction de son diamètre.

Parmi les différents types de capteurs par fibre optique, nous avons vu dans l'introduction et le chapitre 3 que les FBGs présentaient de nombreux avantages par rapport à d'autres capteurs optiques fibrés. L'un des avantages majeur de ce type d'instrumentation est que l'information est contenue dans la longueur d'onde. La longueur d'onde étant un paramètre absolu, les signaux d'un FBG peuvent être traités de manière à ce que l'information reste indépendante des fluctuations de puissance le long du chemin optique. Ces caractéristiques inhérentes aux FBGs font que ces capteurs sont très attractifs pour des applications dans des environnements extrêmes ou des mesures sur-site.

5.3 Détecter une déformation cyclique permanente : la mesure de la marée terrestre

Avant de centrer notre expérience sur la détection des phénomènes lents, une validation du concept scientifique et de la résolution de notre instrument sera faite sur un phénomène plus connu. Nous proposons de nous mettre dans les conditions optimales pour détecter une déformation cyclique permanente, les composantes diurnes et semi-diurnes de la marée terrestre, et les déformations transitoires associées au passage d'ondes sismiques dans la gamme de la dizaine de nanostrain (de 20 à 80.10^{-9} ε), soit une déformation d'environ 0.4 mm sur 10km. Les passages possibles d'ondes de surface associées à des séismes régionaux ou globaux seront comparés aux autres instruments.

Le phénomène que l'on nomme couramment marée, la montée et la descente de la mer le long des côtes, et la marée terrestre sont deux phénomènes qui sont produits par les mêmes causes.

La marée océanique est un des phénomènes périodiques les plus connus. Ces marées sont la manifestation d'ondes gravitationnelles de surface produites par l'attraction du Soleil et de la Lune selon une période semi-diurne. Les méthodes d'observation de ces marées ont évolué de la simple mesure locale à l'utilisation de satellites très perfectionnés. La méthode classique la plus ancienne consistait en une mesure toutes les heures de la hauteur d'eau par une observation visuelle à l'aide d'une tige échelonnée (un marégraphe). Puis on a enregistré les mouvements d'eau grâce à des flotteurs ou utilisé des capteurs de pression permettant de convertir la pression à une profondeur donnée en hauteur d'eau. Aujourd'hui les mesures par altimétrie radar sont les plus répandues. Elles consistent à mesurer la distance entre un satellite en orbite et la surface de l'océan pour la transformer en niveau d'eau.

Un autre phénomène légèrement moins connu, encore créé par les attractions lunaires et solaires, est la marée terrestre. La marée terrestre est un phénomène global. L'attraction joue en tout point de l'espace. La croute terrestre et le noyau sont affectés et leurs mouvements peuvent être détectés. Cependant, en règle générale, la mesure sera effectuée en surface. C'est un déplacement périodique de la croûte terrestre qui est mesuré. Ainsi deux fois par jour, la croûte terrestre monte et descend de 75 à 80 cm (en France) à cause de l'attraction de la Lune et du Soleil, au même titre que la mer et les océans. Ce déplacement provoque les déformations de la croûte que nous allons mesurer.

La méthode de Kelvin permet d'effectuer une analyse des harmoniques et de décomposer ces marées terrestres en plusieurs composantes périodiques sinusoïdales d'amplitudes et de fréquences distinctes. Dans la plupart des zones géographiques, les quatre plus grandes composantes de la marée sont :

Symbole	Nom	Période (en h)
M_2	Lunaire principale semi-diurne	12,420
K_1	Lunaire-solaire diurne	23,934
S_2	Solaire principale semi-diurne	12,000
O_1	Lunaire principale diurne	25,819

Table 13 : Composantes de la marée dont les amplitudes sont les plus fortes.

Les marées des différentes zones géographiques du monde sont classées selon la fréquence dominante de la marée en utilisant la fonction suivante qu'on appelle le rapport de forme :

$$F = \frac{K_1 + O_1}{M_2 + S_2} \ . \tag{5.1}$$

Ce rapport mesure la force relative des marées diurnes et semi-diurnes. Quand les deux types de marées prédominent, on parle de marée mixe. Selon la valeur du rapport de forme, on a :

$F \leq 0{,}25$	Diurne	1 forte, 1 faible par jour
$0{,}25 < F < 3$	Mixte	2 fortes, 2 faibles par jour, avec des forces différentes
$F \geq 3$	Semi-diurne	2 fortes, 2 faibles par jour, avec des forces identiques

Table 14 : Type de marée prédominante en fonction du rapport de forme F.

La figure FIG. 85 montre différentes marées selon leur rapport de forme et localisées en différents lieux.

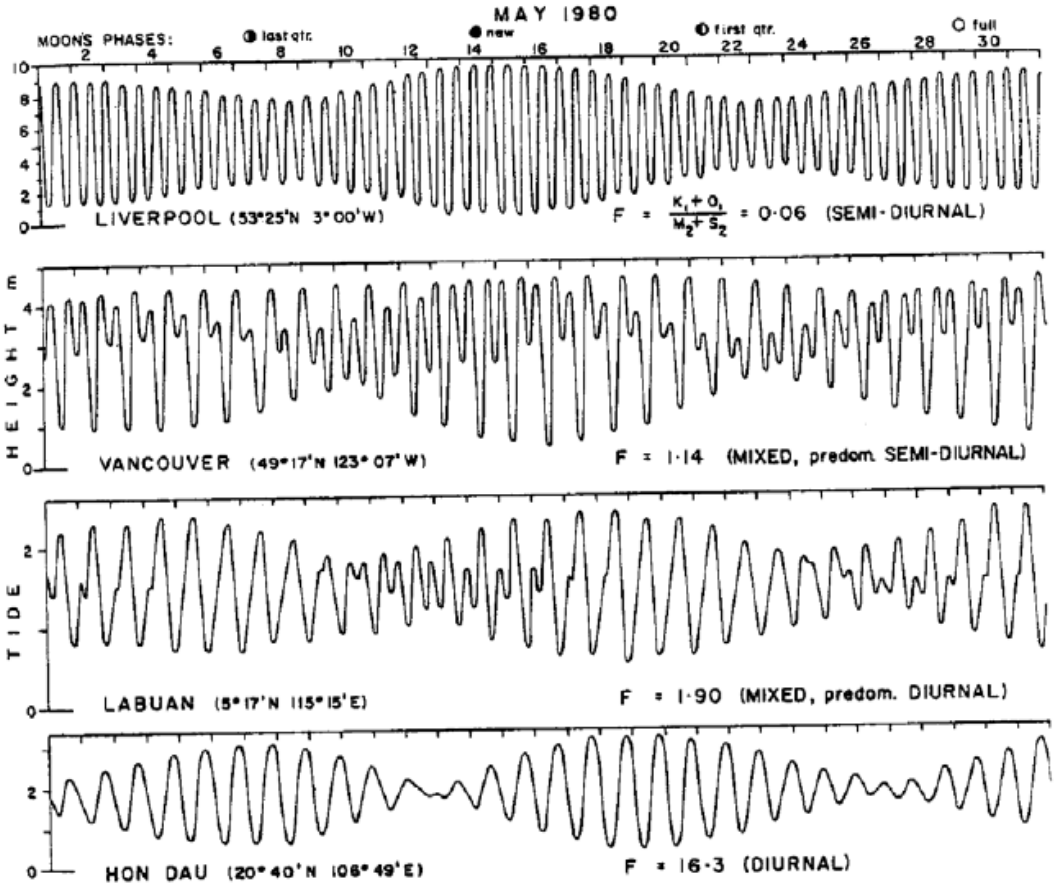


FIG. 85 : Marées en mai 1980 montrant quatre types de marées en fonction du rapport de forme F (allant de $F = 0{,}6$ à $F = 16{,}3$), par Pond et Pickard [104].

Le type de marée qui prédomine le long de chaque côte des océans du monde est connu. La figure FIG. 86 permet de prévoir que, dans la zone de nos installations au LSBB, les marées sont des marées mixtes. En effet, le laboratoire est situé dans un massif de calcaire à Rustrel à 70 km de la mer méditerranée (où les marrées océaniques sont très faibles d'après les mesures du marégraphe de Marseille). Les capteurs sont installés en fin de galerie, à 1000 m de

l'entrée à une profondeur de 300 m. Dans ce lieu, les marées terrestres ne présentent aucunes contributions provenant des marées océaniques (éloignement trop important).

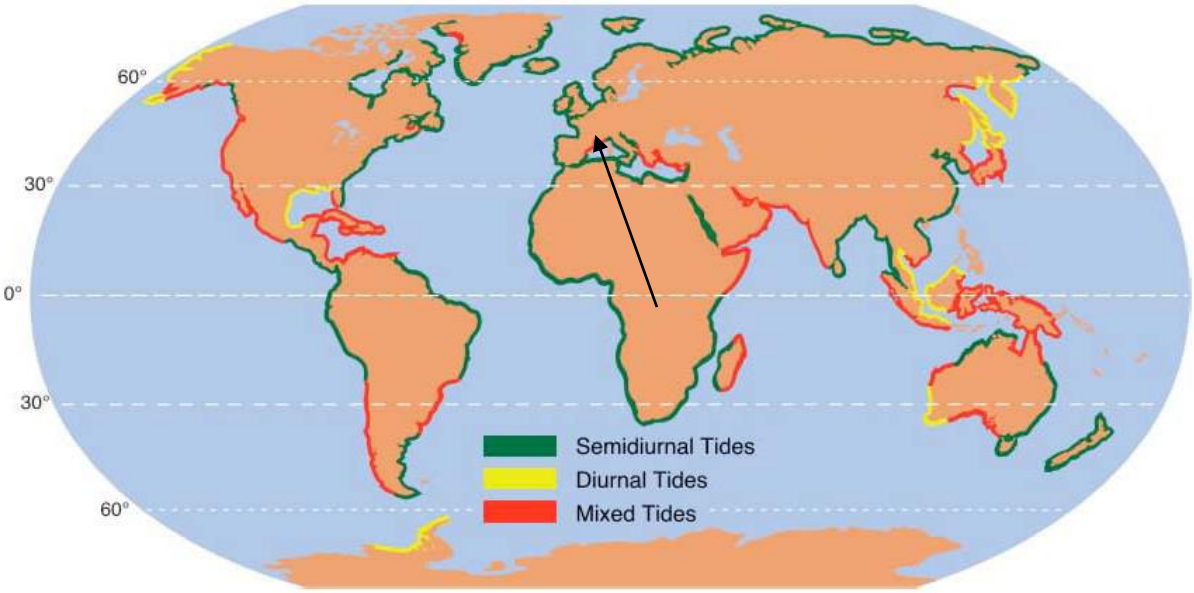


FIG. 86 : Prédominance du type de marée sur le globe terrestre.

Il est possible de prévoir de manière théorique par modélisation avec le logiciel GOTIC2, de Matsumoto et al. [105], les amplitudes des marées à Rustrel. Ces amplitudes sont de l'ordre de ±20 nε (cf. FIG. 87).

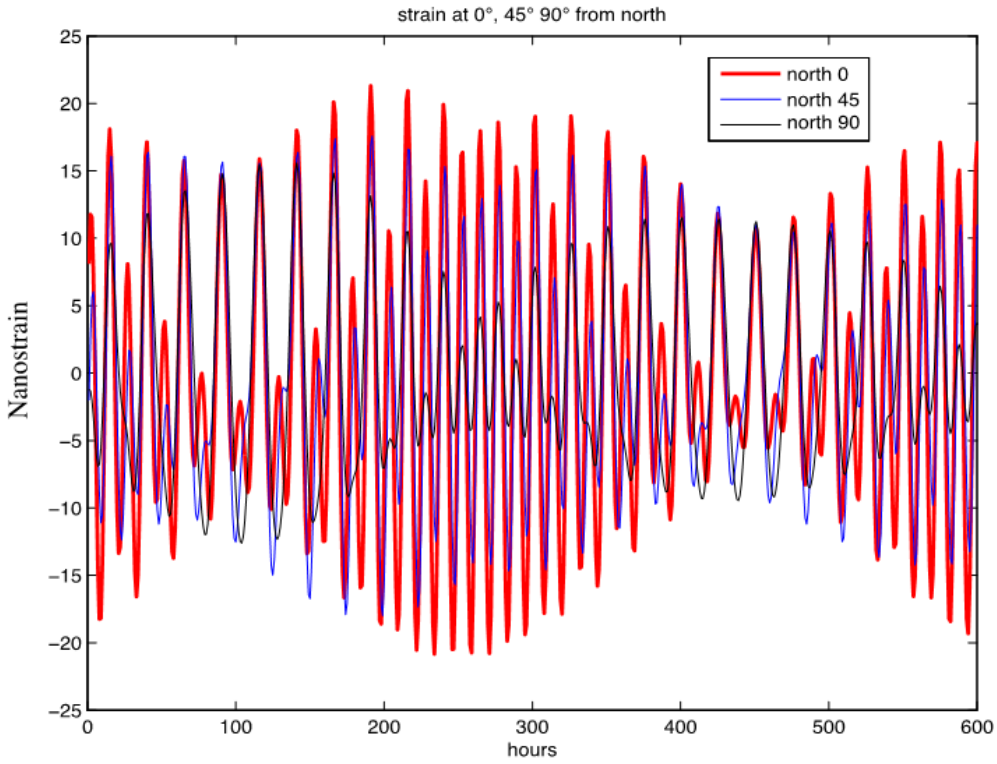


FIG. 87 : Marées théoriques prévues à Rustrel par le logiciel GOTIC2 du 28/02/2013 au 15/03/2013 selon trois directions de déformations : horizontale, oblique et verticale.

5.4 Les difficultés d'une expérimentation en géophysique : l'installation du dispositif expérimental au LSBB

Nous avons proposé de tester le principe de l'instrument au LSBB à 70 km de la mer méditerranée. En effet, ce site abrite actuellement de nombreux instruments en physique et géophysique. Ils bénéficient d'une infrastructure importante dans un site où les perturbations anthropiques et météorologiques sont réduites par la présence du massif de calcaire de 200 mètres d'épaisseur au dessus d'une galerie de plusieurs centaines de mètre de long. De plus, un inclinomètre longue-base et plusieurs sismomètres large-bande, avec lesquels nous pourrons comparer les mesures, sont déjà installés sur le site.

Le principe de mesure par capteurs de Bragg a été décrit dans le chapitre 3. Le but sera, ici en plus, de coupler mécaniquement une fibre optique sous tension à la paroi calcaire d'un tunnel pour mesurer la déformation de la roche.

Quatre difficultés techniques rendent cependant cette mesure délicate:

- Le couplage entre la fibre et la roche doit être le plus propre possible
- Le maintien de la fibre sous contrainte devra être assuré de manière parfaite au cours du temps de l'expérimentation
- La fibre peut également se déformer sous l'action de la température comme vu dans la partie 3.3.1 et cela nécessite donc une correction
- La transformation entre intensité lumineuse $I(x,t)$ et densité spectrale $B(\lambda,t)$ en temps réel et à cadence élevée demande une adaptation des traitements habituels.

5.4.1 Couplage entre la fibre et la roche

Pour ce premier point, nous proposons dans l'expérimentation d'utiliser un système de couplage mécanique par tige de silice conique d'environ 12 cm de long (FIG. 88-a ci dessous). Ce système mécanique très simple est issu de l'expérience acquise en instrumentation géophysique à ISTerre et a ici été mise en œuvre par Olivier Coutant d'ISTerre. Ce système a le grand avantage d'avoir une seule pièce intermédiaire mécaniquement très stable. De plus, la silice est un matériau à très faible coefficient de dilation thermique ce qui permet une meilleure invariance aux variations thermiques de l'environnement.

Pour coupler ce cylindre de silice à la roche il a donc fallu utiliser un rodoir diamanté approprié afin de percer des trous dans la roche du diamètre exact des tiges (FIG. 88-b). Le couplage final se fait en insérant le cône mâle et en donnant un léger coup de maillet sur la tige pour s'assurer que celle-ci épouse parfaitement le trou dans la roche. Le couplage est donc obtenu sans aucun intermédiaire chimique ou métallique. Par contre, il ne peut y avoir aucun jeu étant donné les petits ordres de grandeur que nous voulons mesurer. Les deux tiges

pinçant une même fibre sont à la verticale l'une de l'autre afin de tendre verticalement la fibre (cf. FIG. 88-c). Après installation le reste des tiges à l'extérieur de la roche mesure 8 cm.

Fig. a Fig. b Fig. c

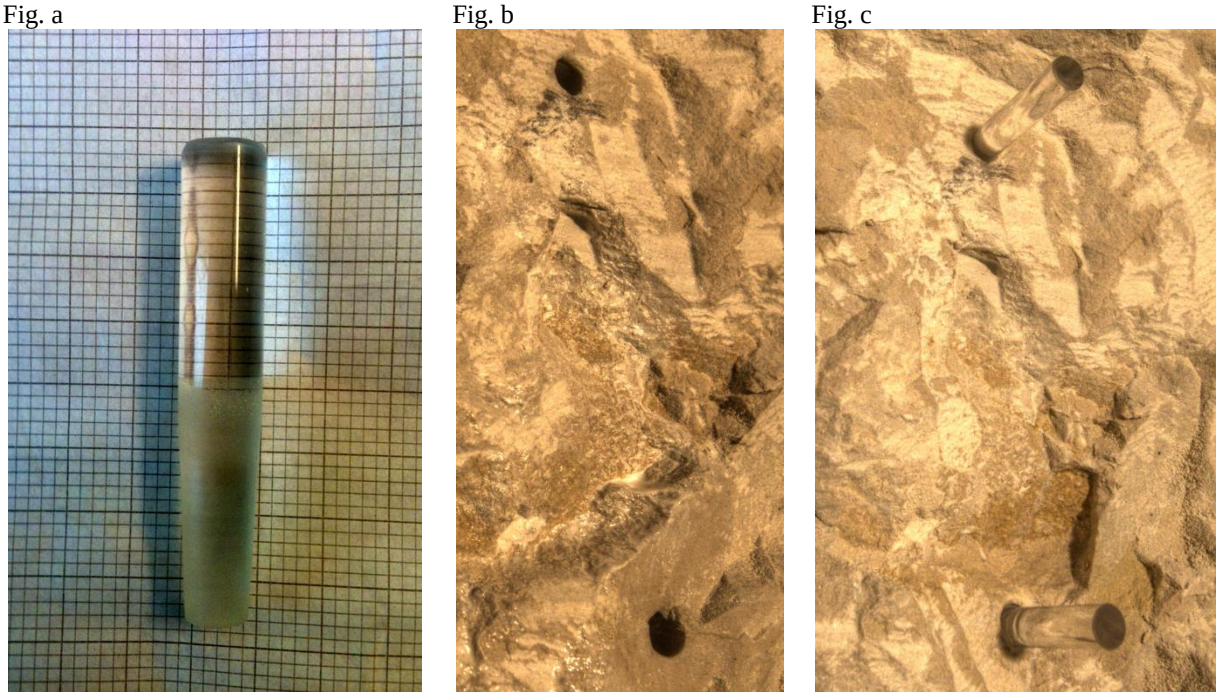


FIG. 88 : Installation de la première version des tiges de silice. FIG. (a) Tige de 8 cm, celles utilisées font 12 cm. (b) Trous creusés au rodoir diamanté. (c) Tiges installées, 8 cm restant à l'extérieur de la roche.

5.4.2 Maintien de la fibre sous contrainte

Il est important de pouvoir garantir que la fibre optique mesurant la déformation soit toujours sous tension au cours du temps. Nous avons donc réfléchi aux différentes possibilités d'accroche de la fibre sur les tiges en silice. La fibre optique étant en silice, elle est très fragile, il est donc essentiel de ne pas lui imposer de contrainte trop importante lors de l'accroche. Un collage de la fibre pour la maintenir sous tension est par ailleurs trop compliqué sur cette paroi (contrairement aux poutres en béton du chapitre 4).

Ainsi, dans une première version de notre expérience, nous avons enroulé la fibre optique autour des tiges et l'avons maintenue par des pinces adaptées pour empêcher son déroulement. Les pinces sont protégées de caoutchouc aux extrémités pour éviter que le plastique dur n'entre en contact avec la fibre et ne risque de la sectionner. Cependant il est difficile de garantir la tension initiale par ce système de maintien. En effet, après quelques semaines de mesures et traitements de données sans résultats concluants, nous avons validé que ce système de maintien n'est pas approprié. Pour garantir la stabilité de l'accroche et de la tension il faut donc utiliser un couplage avec la roche en une seule pièce et non un assemblage de pièce.

C'est pourquoi, nous avons proposé une deuxième version de maintien de la fibre. Dans cette deuxième version nous avons décidé de souder de nouvelles tiges de silice à celle précédemment fixée dans la roche (cf. FIG. 89). Ces nouvelles tiges seront fendues à une extrémité afin de pouvoir y faire passer la fibre.

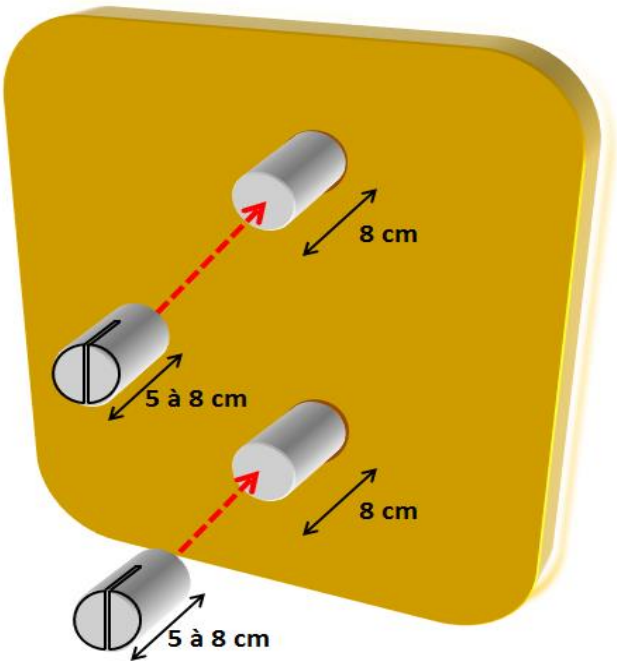


FIG. 89 : Installation de la seconde version des tiges de Silice.

La largeur de la fente sur ces nouvelles tiges est donc déterminée par l'épaisseur de la fibre optique utilisée. Nous avons découpé ces fentes d'une largeur de 120 µm, sur une profondeur d'environ 2 cm, pour pouvoir pincer la fibre d'une épaisseur de 250 µm (gaine comprise). Avec cette version, le risque de sectionner la fibre est toujours présent mais on peut mieux garantir la tension initiale de la fibre sur le long terme. Lors de la soudure, réalisée sur le site, nous avons protégé la roche par du papier en fibre de verre pour éviter de perturber durablement la thermique de la roche à l'endroit du couplage.

5.4.3 Décorrélation entre la température et la déformation

Nous avons vu dans la partie 3.6.6 différentes recherches sur la manière de décorréler la température et la contrainte. Parmi les méthodes envisagées, la méthode la plus appropriée à notre expérience est d'utiliser une fibre de référence permettant de mesurer la température.

En effet, la méthode utilisant un FBG de référence qui est protégée de la contrainte peut simultanément mesurer efficacement les variations de températures et de contraintes. Cependant pour réaliser des mesures très précises, deux fibres à réseaux de Bragg exactement identiques seront nécessaires [65]. Les autres méthodes décrites en 3.6.6 ont chacune quelques inconvénients pour notre expérience. En effet l'utilisation d'une fibre athermale n'est pour l'instant pas validée et la méthode des diamètres différents nécessite un traitement de la fibre difficilement réalisable à l'IPAG ou à ISTerre.

L'utilisation d'une fibre de référence présente néanmoins des difficultés, cependant c'est cette solution qui a été choisie. Pour avoir cette fibre de référence, on disposera donc deux capteurs fibrés en parallèle : un libre, l'autre sous contrainte mécaniquement couplé au mur de la galerie. Le capteur libre ne mesure que les effets de la température que l'on peut alors corriger sur le capteur sous contrainte (cf. FIG. 90). Nous avons placé les deux capteurs de Bragg le

plus proche l'un de l'autre pour qu'ils soient sujets aux mêmes variations de température et de pression.

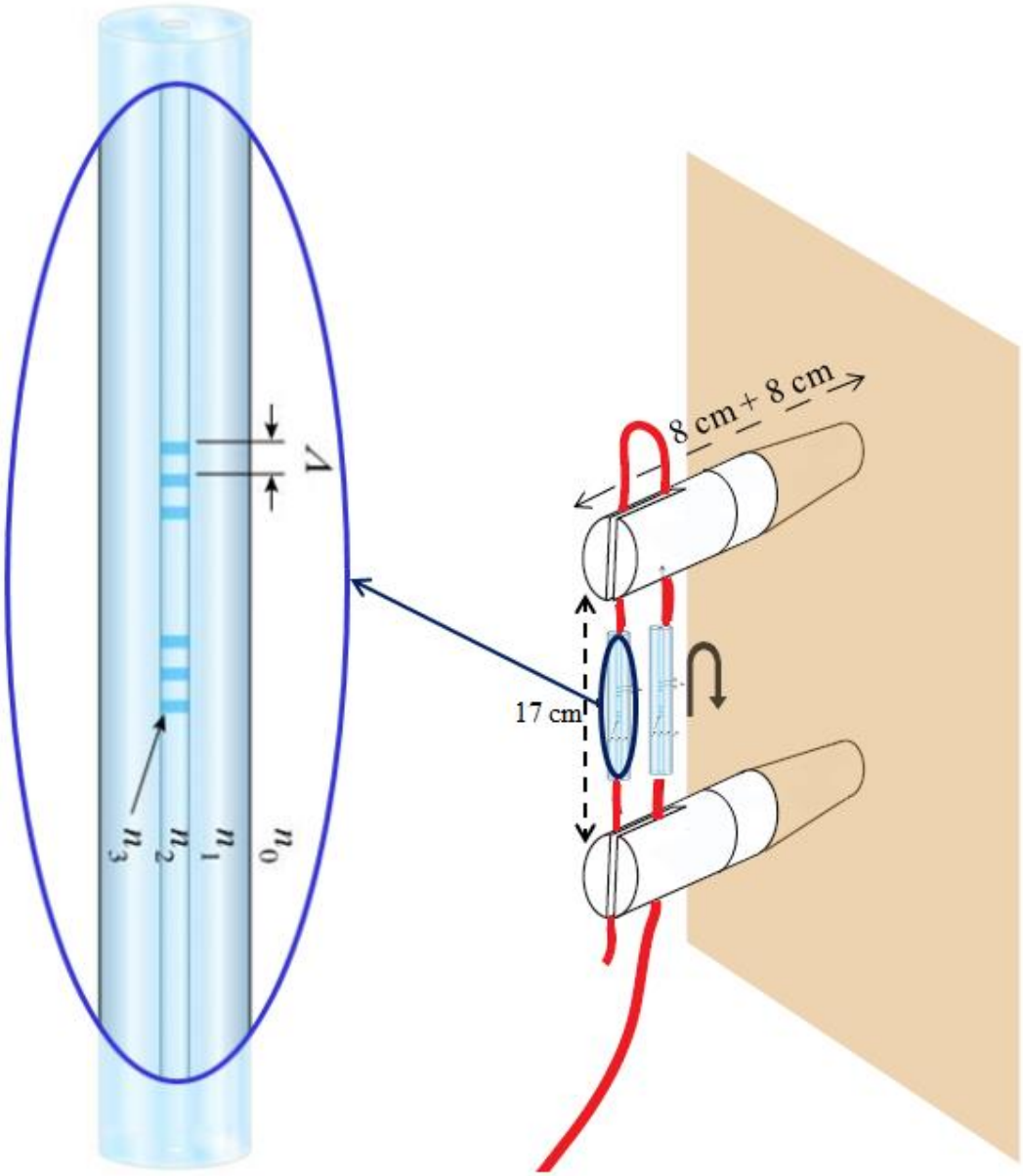


FIG. 90 : Installation finale de la fibre dans les tiges de Silice avec en bleu clair les deux capteurs fibrés.

Les deux capteurs fibrés font en fait partie d'une seule et même fibre, car on ne dispose que d'un seul interrogateur pour interroger ce système. Nous avons vu dans la partie 3.6 les différentes caractéristiques pour un GFPC. De plus, pour disposer deux capteurs sur la même fibre, les deux GFPC auront des longueurs d'onde théoriques respectives de 850,11 nm et 851,05 nm pour les différencier dans le domaine fréquentiel. De plus, les deux capteurs Fabry-Perot ont des cavités de longueurs différentes, respectivement 15 mm et 19 mm, pour les différencier dans le domaine spatial. En effet, nous avons vu (cf. partie 3.6.2) que c'est la longueur de la cavité du Fabry-Perot de Bragg qui détermine ou non la superposition spatiale des paquets d'ondes dans l'interférogramme. Cette largeur de cavité différente est très facilement réalisée par IXFIBER.

Enfin, nous avons installé un second dispositif équivalent à une trentaine de centimètres du premier (décrit ci-dessus) mais avec une base quatre fois plus longue d'environ 66 cm. Cet autre dispositif nous permet d'une part de vérifier les mesures effectuées, mais aussi de vérifier les différences de température entre deux zones éloignées de 30 cm et enfin de quantifier l'effet de la longueur de la base sur la mesure.

5.4.4 SWIFTS

Le SWIFTS utilisé est un ZOOM Spectra (comme décrit au chapitre 2) qui permet de relever un interférogramme brut. Les traitements de données sont fait *a posteriori*. Nous avons vu dans le chapitre 4 que le SWIFTS lui-même est sensible à la température. En effet l'indice du guide SWIFTS varie aussi en fonction de la température. Cette température variable est enregistrée dans les données relevées, on pourra alors corriger cette variation de température pour en déduire la variation de déformation seule. De plus il faut associer le ZOOM Spectra à un GPS dans le but de réaliser un traitement dans une approche temps réel.

En effet, le temps de la mesure est en effet crucial en géophysique lors de l'enregistrement de données. C'est pourquoi ce système est couplé à un signal PPS (Pulse Per Second) fourni par un GPS localisé à 1 km, à l'extérieur de la galerie, et transmis par fibre optique. Le ZOOM Spectra permettra donc de récupérer un interférogramme par seconde.

5.5 Traitement des signaux et résultats

Le but n'est pas de retrouver exactement le signal théorique (FIG. 87), car d'une part la modélisation n'inclut pas l'effet de la surcharge atmosphérique pluviale ni les surcharges hydrauliques du massif de calcaire, d'autre part la galerie perturbe le champ de déformation volumique et nous serons incapables avec une seule zone de mesure de préciser cet effet. Nous pourrons seulement, grâce aux deux zones de mesure, quantifier son influence très locale (effet des micro-fractures) et valider le capteur en condition terrain.

Perot

La conversion de la mesure $I(x,t)$ en densité spectrale $B(\lambda,t)$ nécessite la correction des irrégularités de mesure d'intensité lumineuse, et surtout une mesure extrêmement précise de la phase des franges d'interférence créées par la cavité Fabry-.

Nous avons vu au chapitre 3 que, dans l'interférogramme les deux paquets d'ondes correspondants aux deux capteurs GFPC vont varier homothétiquement selon l'axe du guide d'onde SWIFTS lors d'une déformation d'origine mécanique ou thermique. En effet, lors d'un allongement de la fibre, il y a non seulement un allongement de la cavité correspondant à une augmentation de la distance du paquet d'onde au miroir, mais aussi une augmentation du pas des réseaux de Bragg formant la cavité Fabry-Perot qui correspond à une augmentation de la fréquence spatiale du paquet d'ondes (cf. FIG. 91) engendrant un élargissement de ce même paquet (dans une fenêtre de repliement impaire et dans la réalité cf. partie 3.6.4).

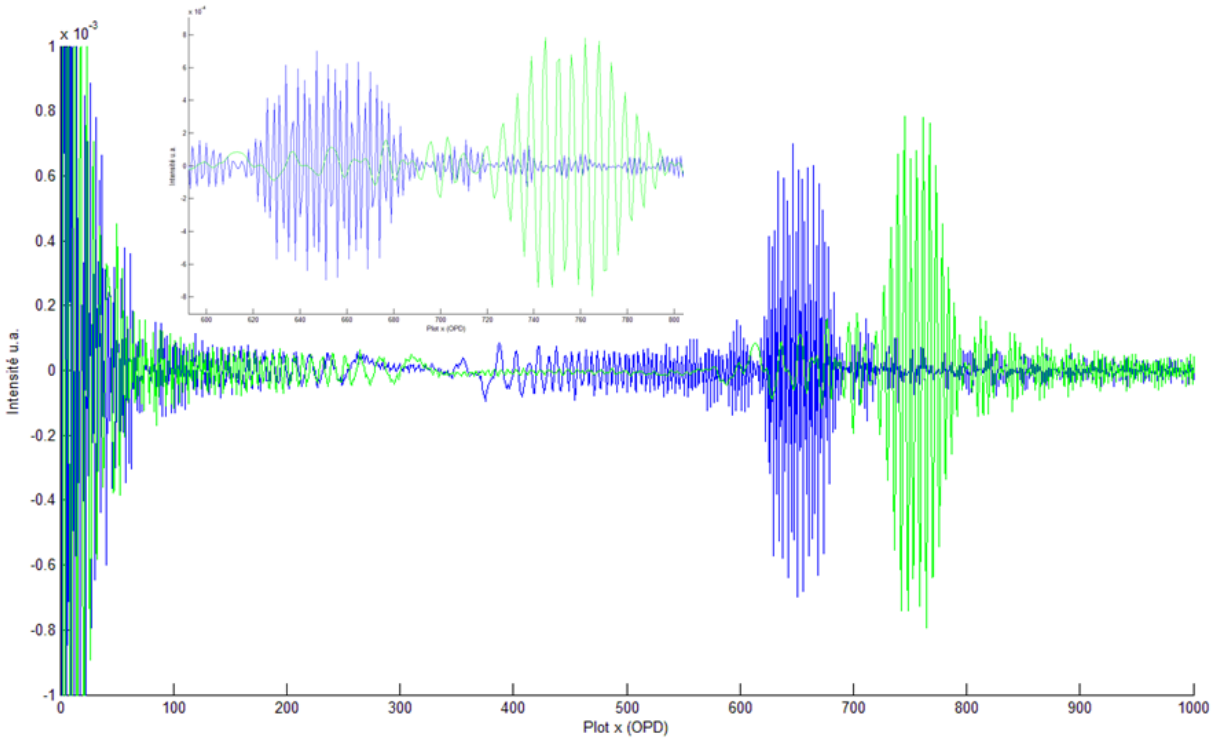


FIG. 91 : Simulation représentant l'augmentation de la distance au miroir (associée à la longueur de la cavité) et l'augmentation de la fréquence spatiale (associée à la longueur d'onde) lors de l'allongement d'une fibre contenant un GFPC. Interférogramme total et zoom sur les paquets dans l'encart. Cette simulation correspond donc à une mesure de l'interférogramme dans une fenêtre de repliement impaire.

Cependant, comme l'étendue spatiale du paquet d'onde est petite comparée à sa distance au miroir, nous choisissons de négliger le décalage en longueur d'onde (dans le domaine de Fourier) pour de petites déformations. Ce décalage correspondant à l'augmentation de la fréquence spatiale et à l'augmentation de la largeur du paquet d'onde, on fait l'approximation de remplacer cette homothétie par une simple translation spatiale (cf. partie 3.6.4).

Nous avons vérifié cette approximation en comparant les mesures réalisées avec et sans approximation sur une expérience de labo. La seule différence observée résulte dans le temps de calcul bien plus long lorsqu'on ne néglige pas le changement de fréquence du paquet.

Nous avons donc cherché le traitement le plus approprié pour calculer précisément cette translation du second paquet d'ondes. Pour corriger les irrégularités de mesure d'intensité lumineuse, on détermine tout d'abord une intensité moyenne. En règle générale, nous calculons cette intensité moyenne sur les premières mesures effectuées car c'est à cet instant qu'il y a le plus de perturbation. Ceci permet d'avoir une moyenne correcte sur cette phase de calibration que l'on va ensuite retrancher à chaque signal mesuré. On raisonne donc par la suite en variation relative d'intensité.

Pour déterminer précisément la translation du paquet d'ondes, on regarde la variation de la phase de l'interfrange. Pour cela, nous avons centré le traitement de données sur deux techniques programmées sous Matlab: la technique des ondes de Morlet (ondelette) et la technique de l'interspectre.

5.5.1 Onde de Morlet

Dans cette méthode, nous allons créer une ondelette de Morlet, c'est-à-dire un paquet d'ondes, de fréquence et de largeur les plus proches possible du signal de référence, qui est en général la première donnée (cf. FIG. 92).

Ensuite, nous projetons l'ensemble des signaux mesurés sur cette ondelette de base. La phase de cette projection complexe donne le décalage, c'est-à-dire la translation recherchée, tandis que le module donne la ressemblance avec l'ondelette.

Fig. a Fig. b

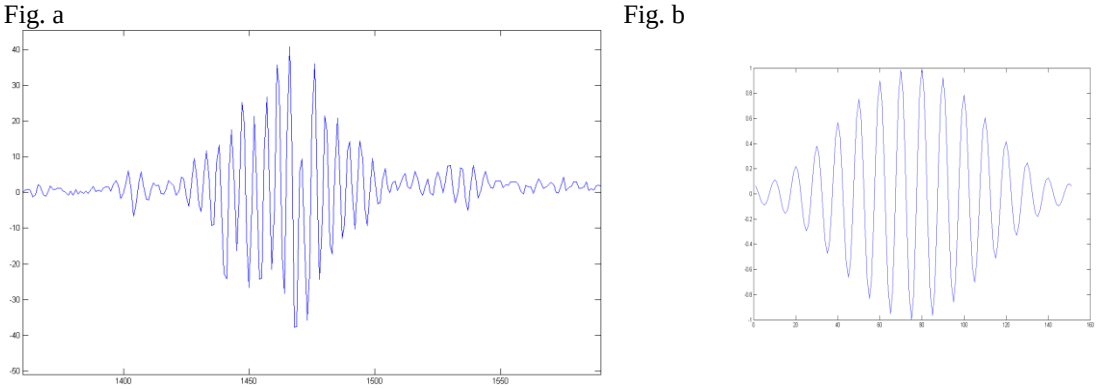


FIG. 92 : (a) Paquet d'onde réel et (b) exemple d'ondelette de Morlet

Ainsi la phase dépliée (par la fonction unwrap sous Matlab) donne une mesure proportionnelle à la variation de température et de déformation.

Cependant, lorsqu'on mesure le décalage entre les franges des réseaux et l'ondelette de base au cours du temps, on observe que la corrélation se dégrade car en fait la forme de l'ondelette varie.

C'est pourquoi, au final notre choix s'est arrêté sur la technique de l'interspectre car la forme d'onde des ondelettes varie au cours du temps. De plus, la technique des ondes de Morlet ne prend pas en compte le fait que le signal est sous-échantillonné. Il faut donc rajouter des points pour créer une ondelette adaptée.

5.5.2 Interspectre

L'interspectre est une méthode couramment employée en géophysique [106]. En pratique, nous voulons ici déterminer le déplacement entre les instants t et $t + \Delta t$ d'une certaine zone de l'interférogramme (donc sur une dimension, contrairement à l'interspectre de Petrov [61] ou Pradille [60] utilisé sur deux dimensions). Pour cela on cherche à suivre le déplacement des données par rapport à une onde de base (la première donnée par exemple).

Nous considérons ce paquet d'ondes sur l'échelle des OPD ou l'axe x. À chaque point de l'interférogramme, on peut affecter un nombre réel $f(x)$ représentant l'intensité du point. La transformée de Fourier de $f(x)$ peut s'écrire :

$$TF\{f(x)\} = F(u) = \int f(x)e^{-2i\pi ux}dx \,. \tag{5.2}$$

Si on considère un deuxième interférogramme $g(x)$, qui est une translation d'une valeur x_0 de l'interférogramme initial. La transformée de Fourier de $g(x) = f(x - x_0)$ devient :

$$TF\{g(x)\} = G(u) = \int g(x)e^{-2i\pi ux}dx = \int f(x - x_0)e^{-2i\pi ux}dx \,, \tag{5.3}$$

$$= \int f(x)e^{-2i\pi u(x+x_0)}dx = F(u)e^{-2i\pi ux_0} \,. \tag{5.4}$$

L'interspectre représente la valeur moyenne du produit complexe du conjugué du spectre d'un signal par le spectre d'un autre signal. Il permet d'identifier les fréquences pour lesquels ces deux signaux disposent d'un contenu spectral commun. La courbe de phase indique la différence de phase entre les deux signaux pour chacune des composantes fréquentielles. Ainsi, l'interspectre $I(u)$ de ces deux fonctions peut s'écrire comme le produit de F par le conjugué de G :

$$I(u) = F(u)G^*(u) = F(u)F^*(u)e^{2i\pi ux_0} = |F(u)|^2 e^{2i\pi ux_0} \,. \tag{5.5}$$

Le déplacement x_0 est donc introduit par un terme de phase linéaire, proportionnel à la fréquence spatiale u selon x. Un point d'OPD de décalage produit un déphasage de π à la fréquence de coupure $1/2$ soit $\exp(2i\pi \times 1/2 \times 1)$.

Sachant que l'argument de $I(u)$ est égale à $2\pi ux_0$, la pente de la phase vaut $2\pi x_0$ permet de retrouver le déplacement x_0 entre les deux interférogrammes (cf. FIG. 93). La pente de la phase sous le module maximal correspond à la valeur du déplacement et donc permet de déduire la déformation dans notre cas.

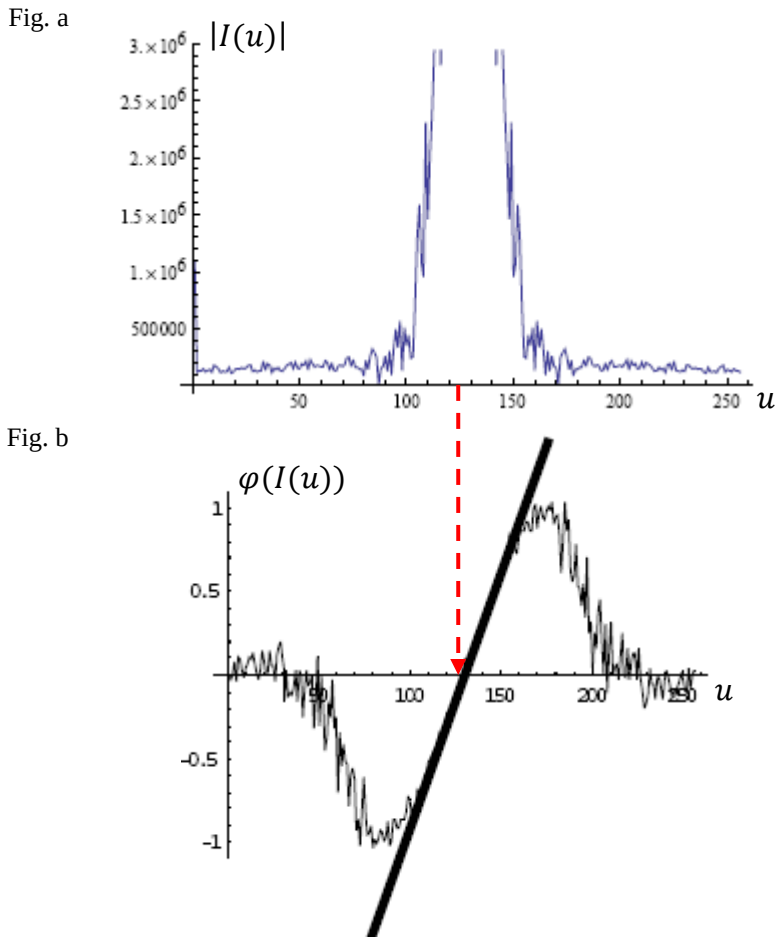


FIG. 93 : (a) Module et (b) phase dans un calcul d'interspectre. La pente de la phase sous le module maximal donne la valeur du déplacement.

5.5.3 L'intercorrélation

L'intercorrélation est une technique couramment utilisée pour la mesure de déformation en géophysique ou dans d'autres domaines. Mais à partir du théorème de Wiener-Khintchine, on trouve que l'intercorrélation n'est autre que le transformée de Fourier de l'interspectre (équation (5.5)). Ces deux techniques contiennent donc les mêmes informations. Mais en pratique, il est plus facile d'utiliser la méthode de l'interspectre pour quantifier des déplacements inferieur à l'unité (1 valeur d'OPD) car des déplacements de valeurs inférieurs à l'unité d'OPD ne pourront pas être obtenus par une méthode d'intercorrélation. De plus l'interspectre reste une méthode numériquement plus rapide que la méthode d'intercorrélation.

5.5.4 Validation de la méthode de l'interspectre sur une déformation contrôlée par un actuateur piézoélectrique

Avant toute chose, il est nécessaire de valider la faisabilité du suivi par interspectre lors d'un essai de traction réalisé en laboratoire avec des variations de température forcée. Afin de valider cette méthode, on réalise des mesures de déplacements sur une fibre tendue fixée en une extrémité (collage dans férule) et reliée à un actuateur piézoélectrique à l'autre extrémité. Cela permettra par la même occasion de valider la sensibilité de la fibre de Bragg utilisée.

Selon la même configuration que dans l'expérience terrain décrite ci-dessus, une fibre du même fournisseur contenant deux GFPC est utilisée. Sur une distance de 30 cm, on tend une partie de la fibre contenant un des deux GFPC (de longueur de cavité égale à 15 mm), l'autre partie de la fibre contenant le deuxième GFPC (de longueur de cavité égale à 19 mm) suit le même chemin mais reste non tendue.

L'actuateur piézoélectrique pré-chargé PZT (modèle de chez PI, P-841.6) est activé par un module servomoteur piloté et retro-contrôlé par un contrôleur (E-509). Le module piézoélectrique a une course maximale de 90 µm et un pas minimum de 0,9 nm en boucle ouverte. On a un affichage en Volts ou en micromètres sur le module afficheur (E-515). Une tension d'entrée de 2 mV_{pp} (pic à pic) correspond à 18 nm en boucle fermée. On contrôle la tension d'entrée par ordinateur (cf. FIG. 94) en rajoutant dans la boucle un pont diviseur pour contrôler l'actuateur avec des tensions plus faibles.

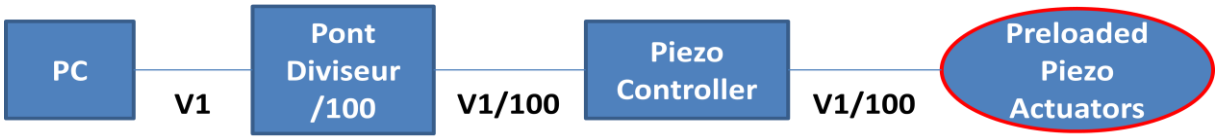


FIG. 94 : Chaîne du montage et tension appliquée sur l'actuateur piézoélectrique

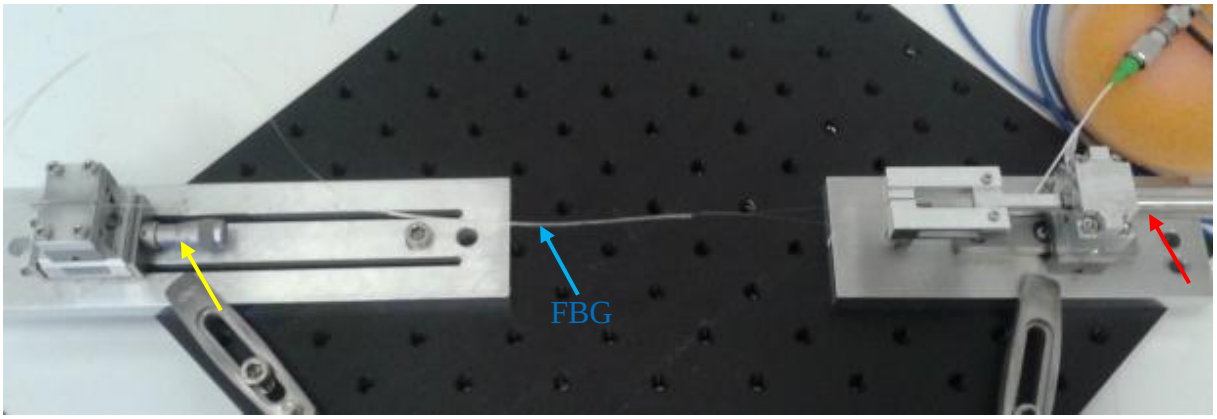


FIG. 95 : Expérience de laboratoire : actuateur piézoélectrique (en rouge) en fonctionnement sur le capteur GFPC. Vis micrométrique (en jaune) pour les gros réglages

On applique une tension en dent de scie (cf. FIG. 96) sur le contrôleur piézoélectrique entre -100 mV et +100 mV.

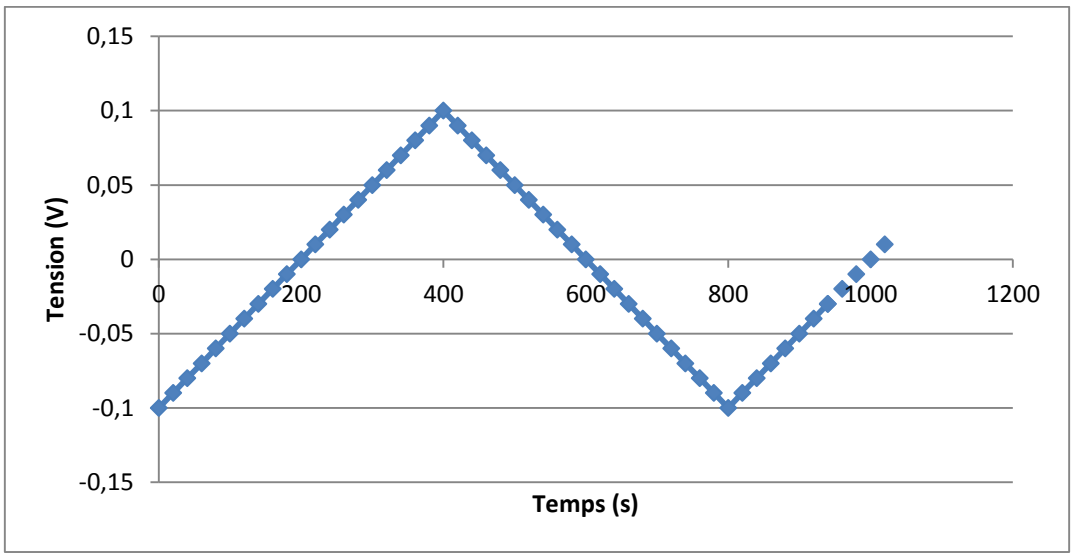


FIG. 96 : Dent de scie des tensions appliquées au capteur piézoélectrique. Tension d'entrée entre -10 V et 10 V correspondant à -100 mV à 100 mV sur l'actuateur.

En pratique, on applique une consigne en escalier avec des pas de 10 mV. Théoriquement cela correspond à un déplacement du capteur piézoélectrique entre -0,9 µm et 0,9 µm soit une variation de 1,8 µm. La partie fibrée tendue mesurant 30 cm de long. On s'attend donc à une variation mesurée en µε en boucle fermée de :

$$\Delta\varepsilon = \frac{1{,}8\ \mu m}{30\ cm} = 6\ \mu\varepsilon\ . \tag{5.6}$$

En appliquant ce signal en dent de scie, nous appliquons donc un déplacement de l'actuateur correspondant à une déformation sur les capteurs de Bragg de ±6 µε (courbe théorique en bleue et en gras cf. FIG. 97). On peut alors mesurer grâce au ZOOM Spectra les variations de l'interférogramme au cours du temps.

Par la méthode de l'interspectre, on relève donc les décalages des deux paquets d'ondes correspondant à la température seule (courbe rouge cf. FIG. 97) et la température plus la déformation (courbe bleue). On peut en faire la différence (en vert) pour obtenir uniquement la variation due à la déformation :

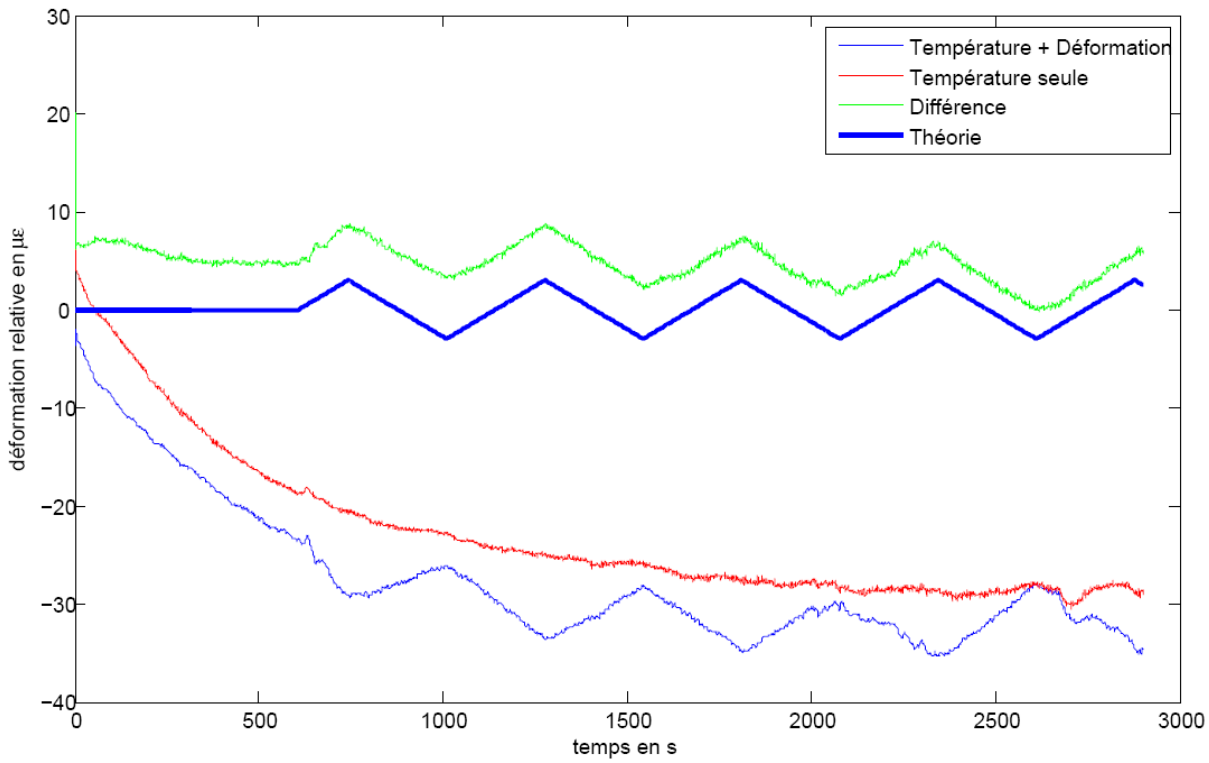


FIG. 97 : Déformation par actuateur piézoélectrique et variation de température sur une fibre contenant deux GFPC. Quatre périodes d'un signal en dent de scie sur un temps d'environ 50 minutes : Température seule (en rouge), température et déformation (en bleu), différence donnant la déformation seule (en vert) à comparer à la courbe théorique (en bleu gras).

La comparaison entre la courbe mesurée (en vert) et la courbe théorique (en bleue) donne moins de 1 % d'erreur sur la valeur de l'amplitude après soustraction de la pente moyenne due aux variations de température du SWIFTS.

Nous pouvons dire que ce résultat valide la sensibilité de la fibre à la contrainte et par la même occasion la méthode par interspectre. Cependant la correction en température donne un résidu très important (FIG. 98) qui n'est pas du tout aussi bon en laboratoire à température ambiante que dans un endroit où la température est stable voire contrôlée comme c'est le cas au LSBB à Rustrel.

Nous avons commencé à expliquer au chapitre 4 le problème créé par la sensibilité du guide SWIFTS aux changements de température. Ici la courbe de la figure FIG. 98 est complètement dominée par ce phénomène de variation de la température du SWIFTS.

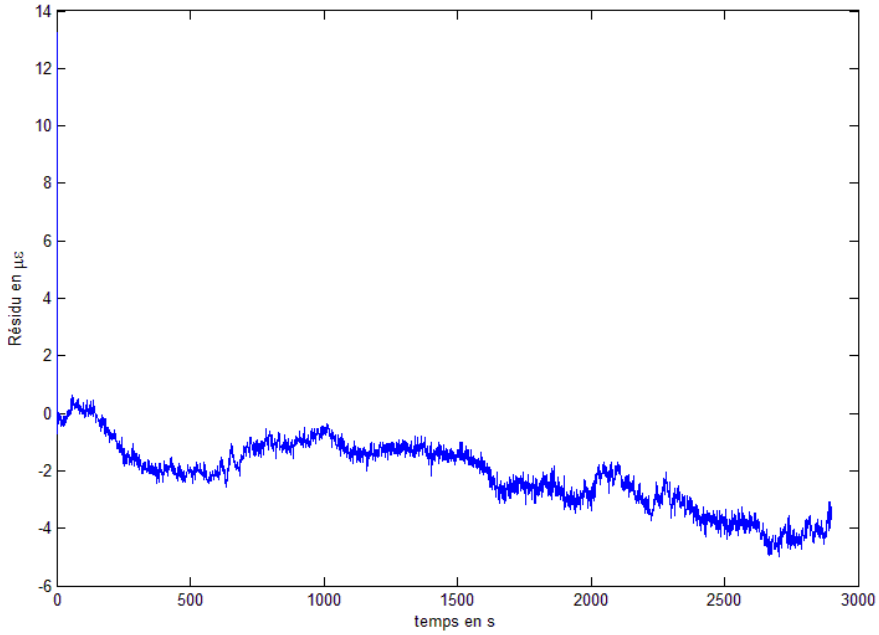


FIG. 98 : Résidu mesuré entre la température et la déformation et la déformation seule (en με au cours du temps)

5.5.5 Une estimation de la marée terrestre

La galerie du LSBB offre une infrastructure qui peut être instrumentée facilement avec un minimum de perturbations de température et de pression. Nous ne disposons pas à Rustrel de strainmeter pour effectuer une comparaison directe mais nous utilisons un réseau de sismomètres déjà installé en galerie ainsi que le logiciel de prévision GOTIC2 (décrit à la partie 5.3 FIG. 87).

Dans cet environnement relativement calme, nous observons les paquets d'ondes de l'interférogramme au cours du temps. Les figures ci-dessous montrent un exemple des paquets mesurés dans deux cas différents et après correction des irrégularités d'intensité lumineuse. La figure FIG. 99-a montre les paquets lorsqu'il n'y a aucune perturbation ni en température ni en déformation et la figure FIG. 99-b montre les paquets lorsqu'on applique une perturbation uniquement mécanique sur la fibre tendue.

Fig. a

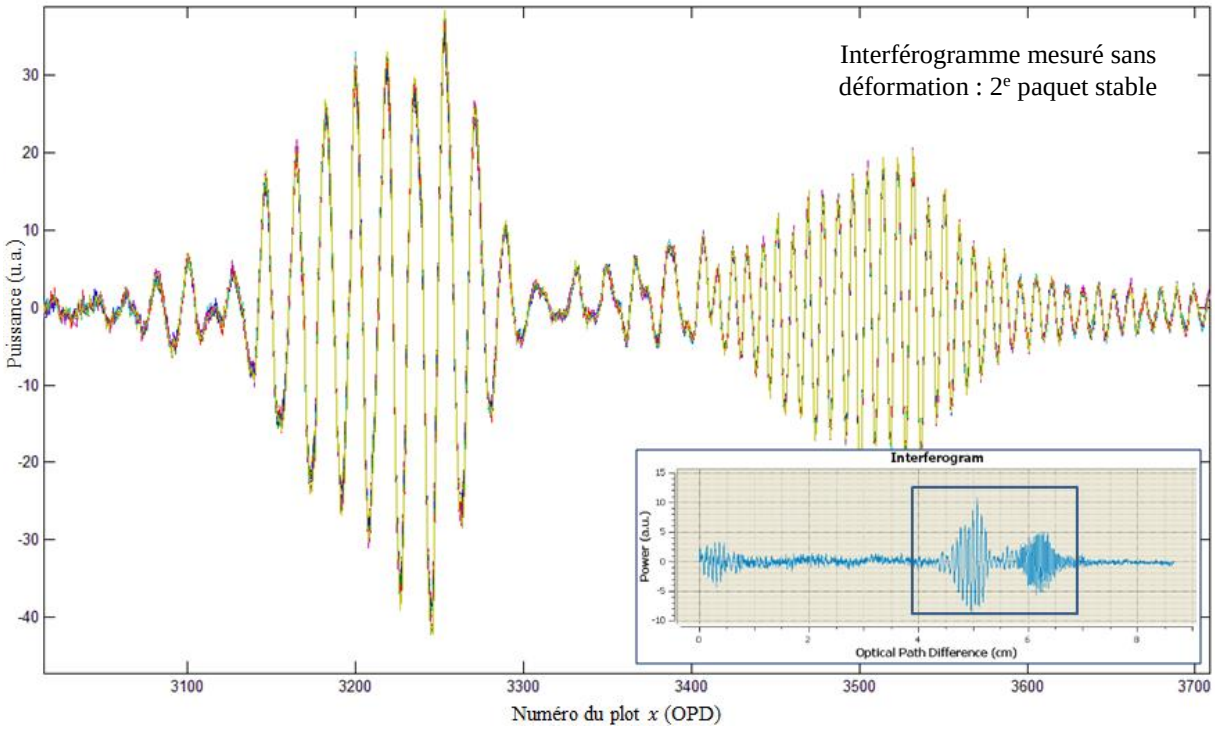


Fig. b

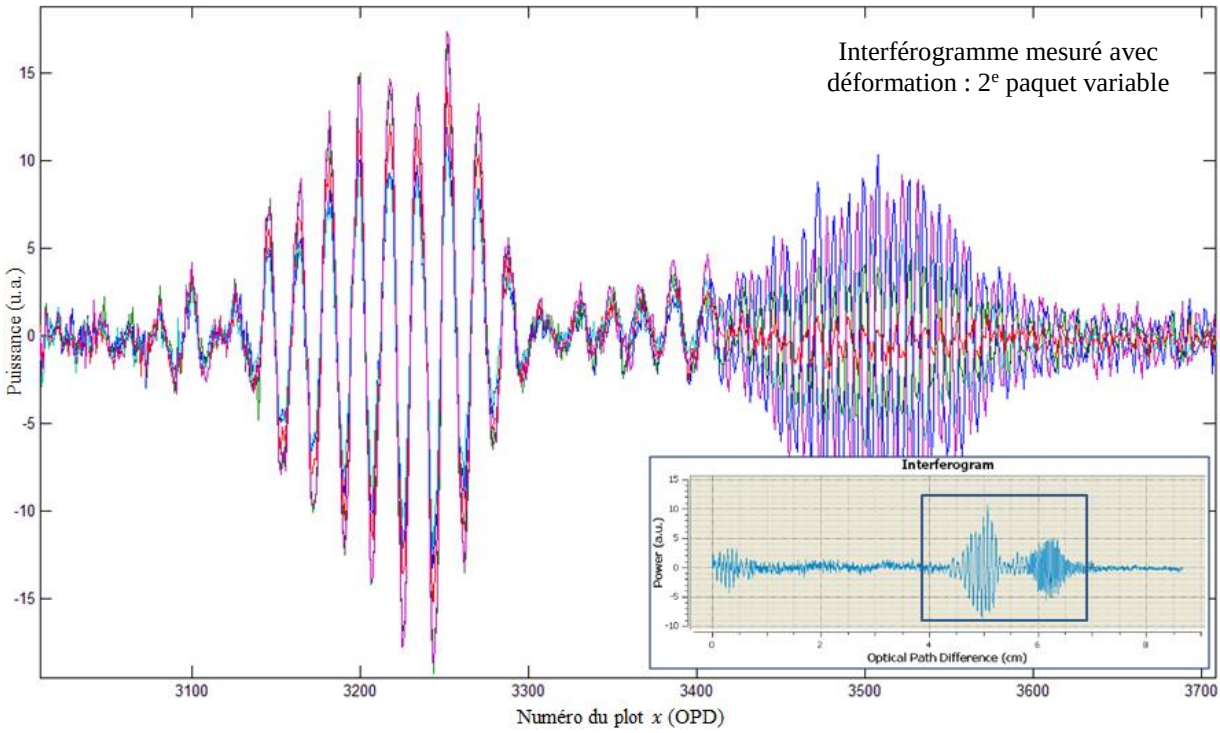


FIG. 99 : Interférogrammes réels après correction des irrégularités d'intensités lumineuses. Interférogramme total mesuré par le ZOOM Spectra (en bas à droite) et zoom sur les paquets d'ondes correspondants aux deux cavités de 15 et 19 mm. (a) Interférogramme sans perturbations thermiques ou mécaniques. (b) Interférogramme avec une déformation mécanique. La différence de fréquence entre les paquets correspond à la différence de longueur d'onde (850 et 851 nm).

Une fois ces interférogrammes relevés, nous pouvons calculer le déphasage (cf. FIG. 100-c et FIG. 100-d) de chacun des deux paquets au cours du temps en utilisant l'interspectre. Ce déphasage est directement proportionnel à la déformation (déformation seule ou déformation plus température).

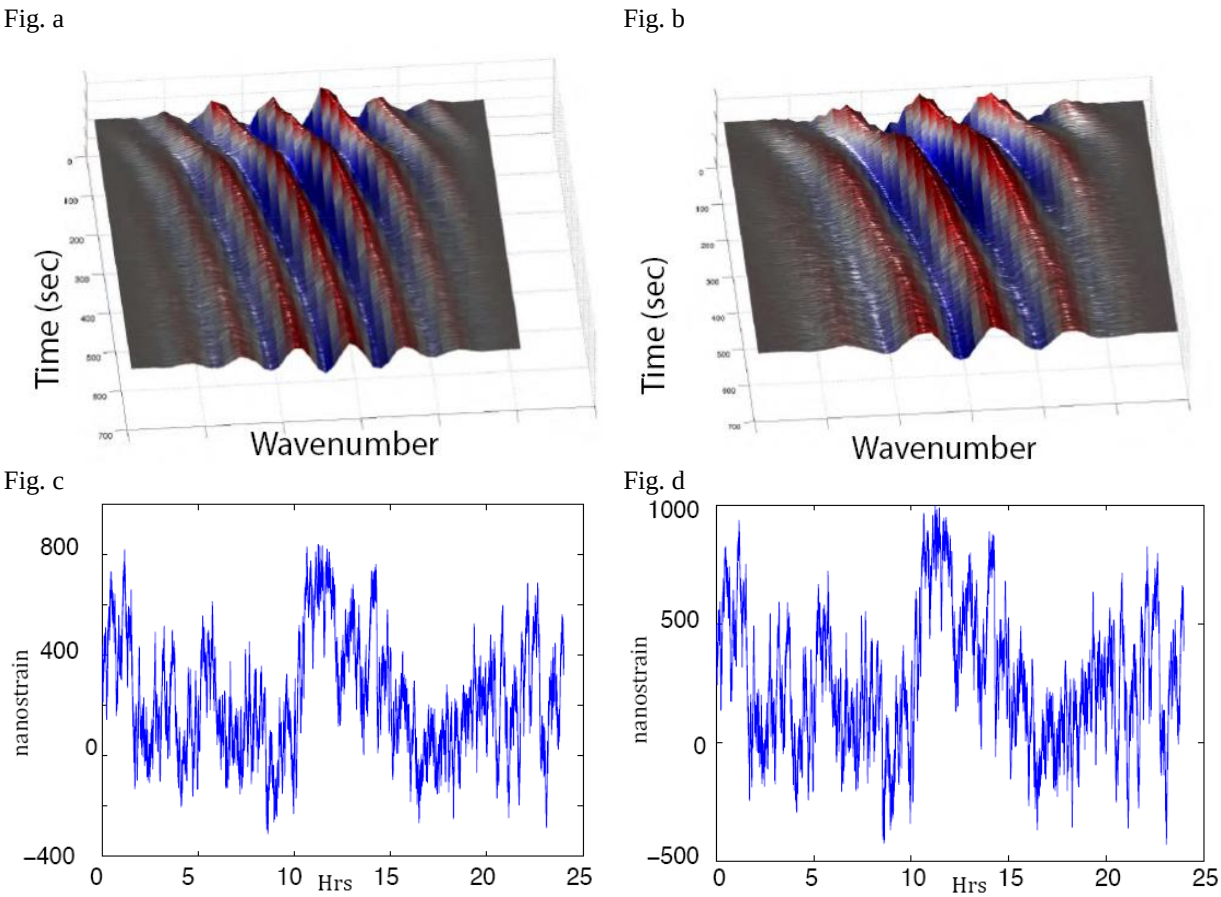


FIG. 100 : (a) Interférogramme du paquet mesurant la température et la déformation au cours du temps et (b) Interférogramme de déformation uniquement. Les deux paquets (a) et (b) se déphasent au cours du temps. Le décalage en phase est mesuré par interspectre et représenté sur (c) et (d) sur une durée de 25 heures. (c) déphasage correspondant à la somme des deux perturbations et (d) à la déformation seule.

La différence entres ces deux déphasages permet de déduire le résidu correspondant uniquement à la déformation sur une durée de 50 jours avec un point de mesure par heure (courbe bleue FIG. 100-b). Cependant le signal reste très bruité. Une transformée de Fourier de ce signal permet d'avoir les différentes harmoniques présentes (cf. FIG. 101-a) et l'on peut y remarquer les périodes relatives à la marée terrestre (cf. Table 13) avec des composantes aux alentours des 12h (12 et 12,4) et 24h (23,9 et 25,8). En filtrant le signal dans les bandes M_2, K_1, S_2 et O_1 qui correspondent aux fréquences à 12h et 24h, on obtient un signal bien moins bruité (courbe rouge FIG. 101-b).

Fig. a

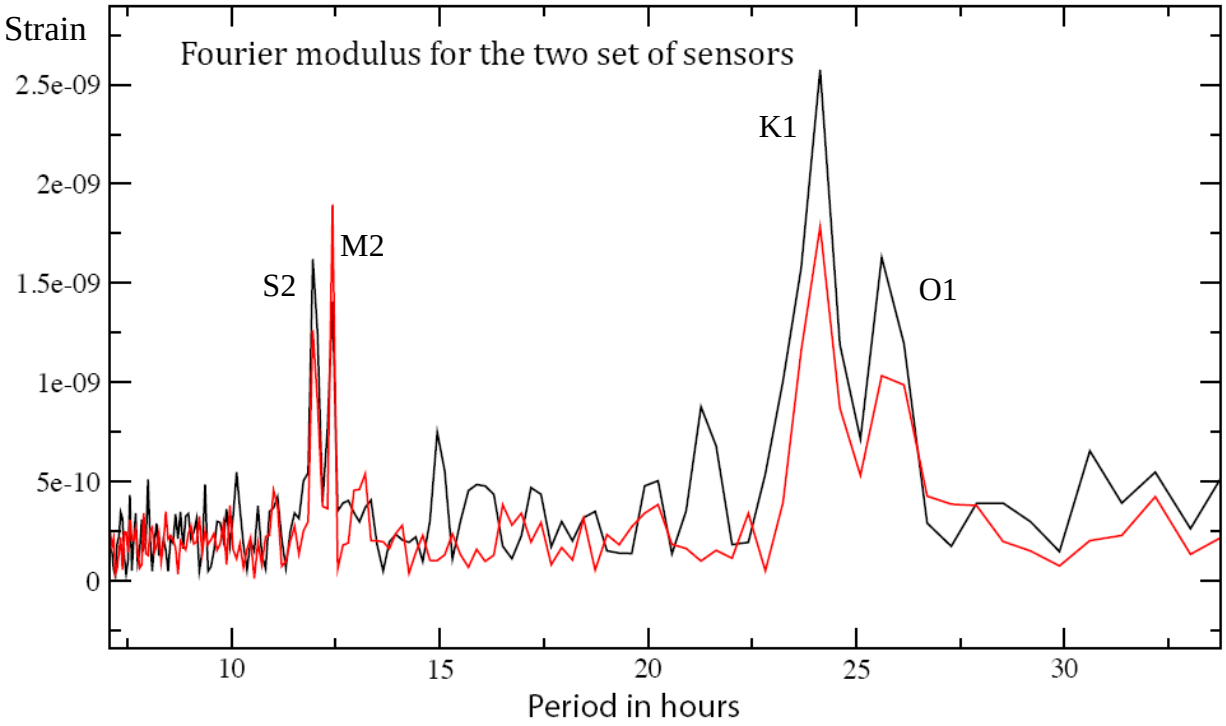


Fig. b

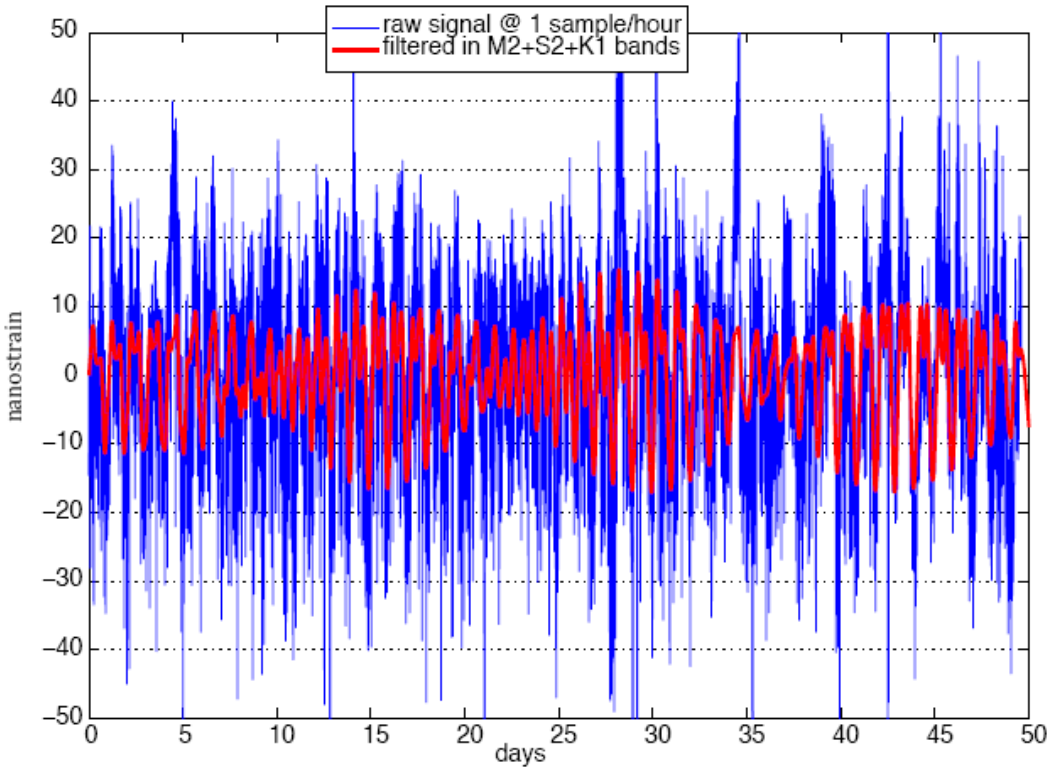


FIG. 101 : (a) Transformée de Fourier du signal brut sur 50 jours. Les fréquences à 12h, 12,4h, 23,9h et 25,8h sont visibles. La courbe noire correspond au capteur de base 66 cm et la rouge de base 17 cm. (b) Signal brut échantillonné à une heure et signal filtré dans les bandes de fréquence de la marée terrestre (M_2, S_2, K_1 et O_1).

Nous allons comparer la marée terrestre mesurée sur une durée de 50 jours à celle prévue théoriquement par GOTIC2 (FIG. 102). Cette figure permet d'affirmer que nous détectons avec succès la composante verticale de la marée terrestre malgré les très faibles amplitudes en jeu. En effet, les amplitudes des signaux mesurés sont de l'ordre de ±10 nε. Les coefficients de corrélation sont de 0,84 en verticale et de 0,8 en cisaillement ainsi que 0,53 (NS) et 0,64 (EW). Nous comparons ensuite ces résultats, en termes de niveaux de bruit spectral, à ceux obtenus par d'autres prototypes avec des longueurs de base plus grande (cf. FIG. 103).

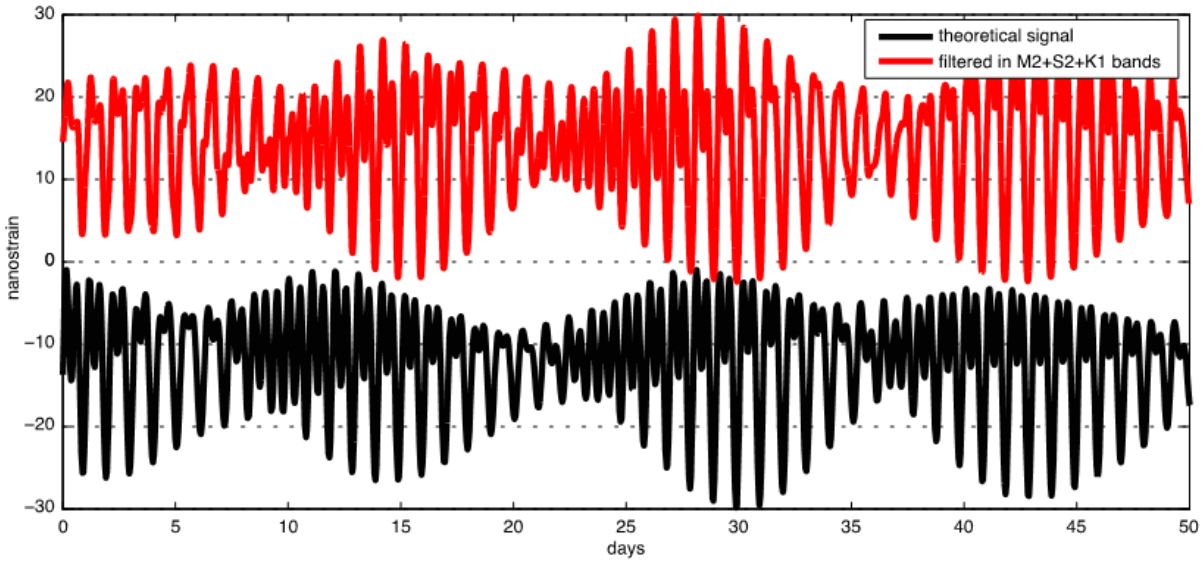


FIG. 102 : Comparaison entre le signal mesuré et filtré avec le signal théorique GOTIC2. Les deux signaux sont arbitrairement décalés en nanostrain.

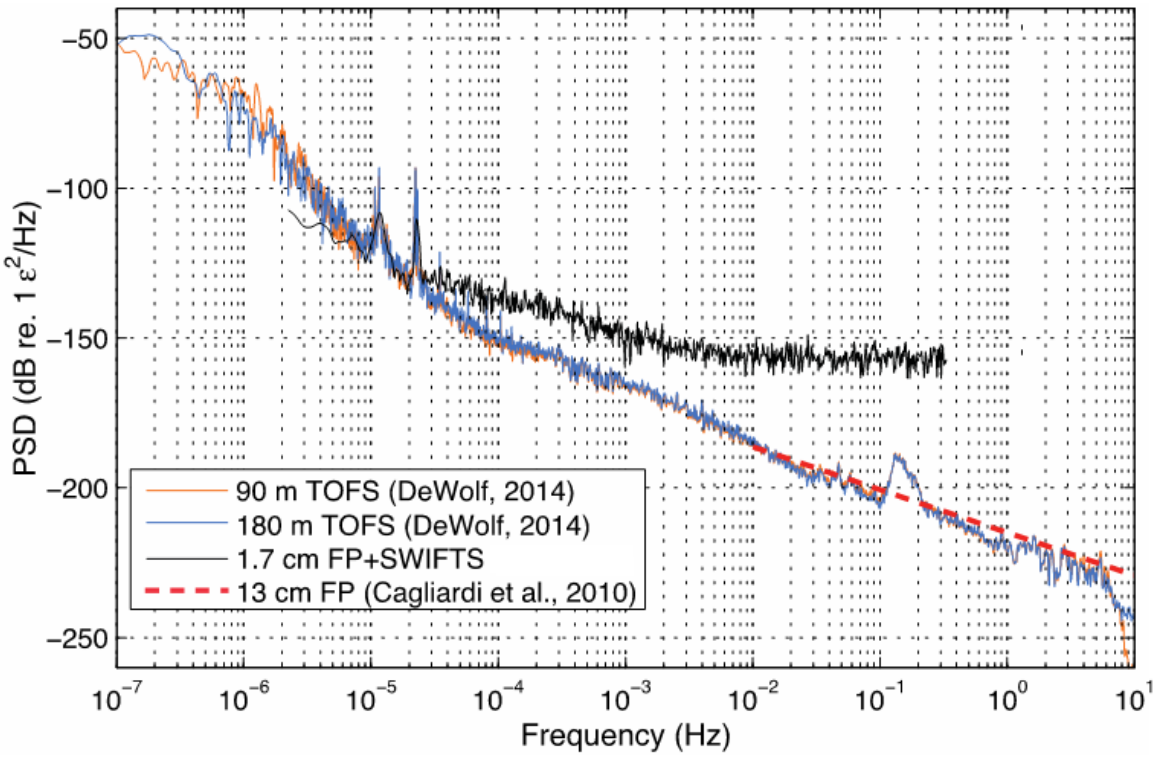


FIG. 103 : Comparaison entre les DSP mesurées par le GFPC + SWIFTS (en noir) à Rustrel avec celle du prototype TOFS américain utilisé selon deux configurations différentes (90 m en orange et 180 m en bleu). Prototype utilisant un GFPC de 13 cm (en rouge pointillé).

5.5.6 Mesure d'un phénomène géophysique

Lors de nos premières mesures, nous avons supposé que l'une des manières d'améliorer la mesure en descendant le niveau de bruit serait l'utilisation de fibres à maintien de polarisation. En effet, lors de ces mesures la simple torsion des fibres modifiaient la polarisation et donc la mesure obtenue. Nous avons donc effectué ce passage aux fibres PM (Polarization-Maintaining) avec une amélioration prévue en niveau de bruit le ramenant à un niveau de l'ordre de 0,1 nε. Les fibres PM sont utilisées pour la fibre capteur et pour la fibre de transport d'information.

La mesure suivante (FIG. 104) a été enregistrée grâce à des fibres PM. Cependant la différence entres les deux types de fibres n'est pour l'instant pas flagrante sur le niveau de bruit à court terme. On peut malgré tout observer une différence notable sur le niveau de bruit sur le long terme (supérieur à quelques mois). Les signaux sont beaucoup plus stables et ne présentent plus de disparition momentanée des paquets de franges au cours de grosses variations de température ou de pression créées par exemple par l'entrée de personnes dans la galerie.

Au cours de nos enregistrements, nous avons pu mesurer le 1er avril 2014 à 23h46 les effets du séisme de magnitude 8,2 localisé au Chili. Les ondes sismiques sont arrivées à Rustrel environ 30 minutes après le tremblement de terre au Chili. Cette mesure est intéressante car la gamme de fréquence est différente de celle de la marée terrestre. Les déformations mesurées correspondent aux déplacements engendrés par les ondes de surface Rayleigh. Ce sont des ondes guidées par la surface de la croûte terrestre qui correspondent à la transmission de la courbure de la croûte terrestre et qui présentent à la fois une composante horizontale et verticale. Elles sont donc moins rapides que les ondes de volume mais leur amplitude est généralement plus forte et elles concentrent le maximum d'énergie ce qui les rend plus facilement détectables. Leur principale caractéristique est qu'elles sont dispersives ce qui signifie que leur fréquence varie avec la profondeur de propagation. La fréquence mesurée étant ici de 0,05 Hz. Après un filtrage à cette fréquence nous obtenons la courbe suivante. L'estimation du niveau de bruit est une valeur haute faite sur la courbe non filtrée.

Fig. a

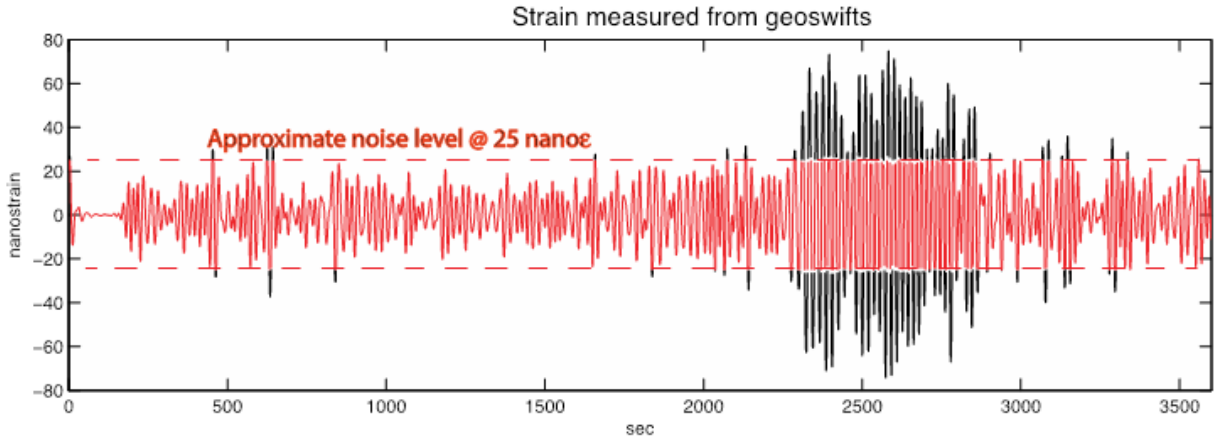


Fig. b

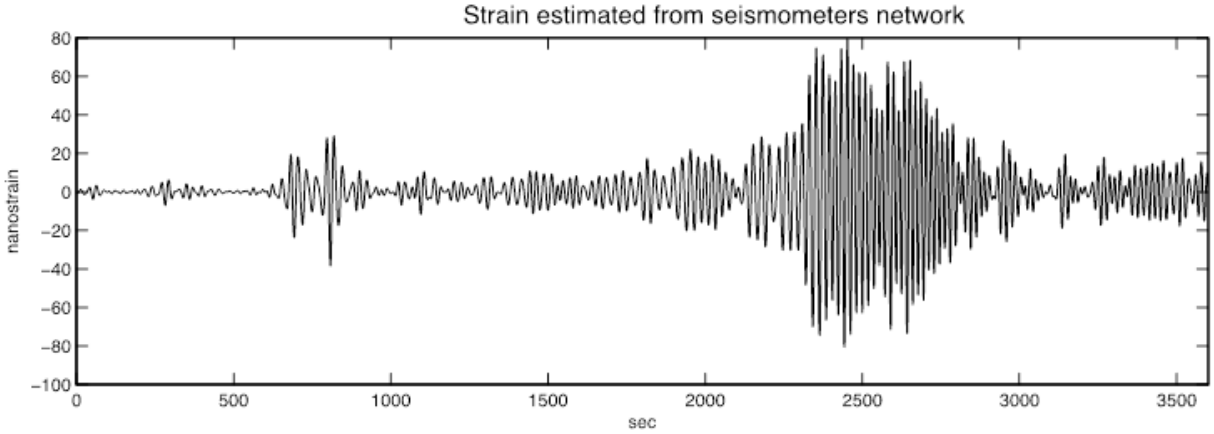


FIG. 104 : Enregistrement du séisme de magnitude 8,2 du 1er avril au Chili après filtrage à 0,05 Hz par (a) le capteur de Bragg et par (b) cinq sismomètres localisés à moins de 500 m du nôtre. (a) La courbe rouge représente le niveau de bruit moyen du capteur de Bragg instrumenté au LSBB.

La courbe ci-dessus (FIG. 104-b) représente une estimation moyenne de la déformation verticale relevée par cinq sismomètres situés à moins de 500 m de notre position. Ces sismomètres mesurent en fait des déplacements dont nous avons pu déduire la déformation verticale.

Nous pouvons observer que nous détectons avec succès l'arrivée de la déformation associée au séisme avec le bon niveau d'amplitude. La différence entre l'onde mesurée par nos soins et celle mesurée par les sismomètres peut s'expliquer notamment par le niveau de bruit élevé mais aussi par des hétérogénéités locales de la roche.

Nous avons aussi détecté une réplique de ce séisme 27 heures plus tard (cf. FIG. 105-a). En comparant cette réplique au séisme principal (FIG. 105-b), il est intéressant de noter que l'amplitude est plus importante alors que la magnitude est plus basse (7,6 pour la réplique par rapport à 8,2). Ceci peut principalement s'expliquer par des différences de profondeur pour le séisme principal et sa réplique mais aussi par une orientation différente de la fracture. Nous sommes en mesure de détecter la réplique avec une plus grande amplitude car les déplacements engendrés sont orientés de manière plus verticale pour la réplique.

Fig. a

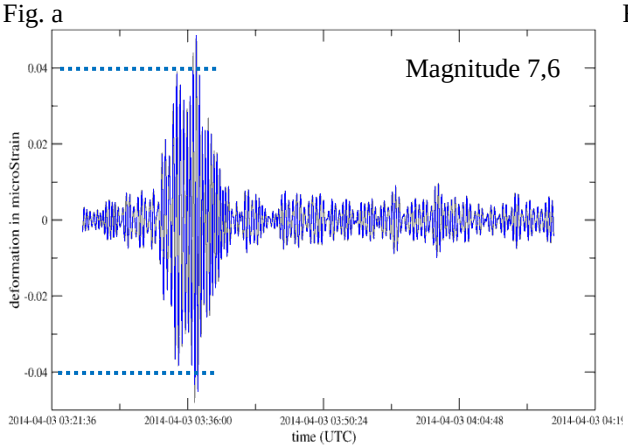


Fig. b

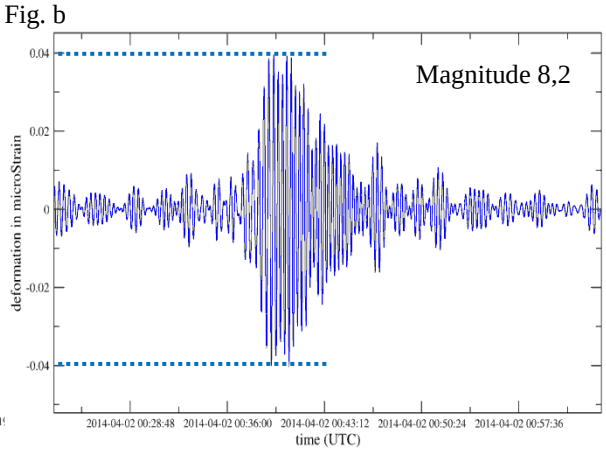


FIG. 105 : (a) Réplique de magnitude 7,6 mesurée à Rustrel comparée au (b) séisme principal de magnitude 8,2. L'amplitude de la réplique est plus importante.

5.6 Limites et perspectives

La viabilité du concept de mesure présenté dans la partie 5 a pu être démontrée en 2013 en couplant une fibre optique à la paroi calcaire d'un tunnel via des tiges silices espacées de 17 cm. Après quelques tâtonnements, les enregistrements ont permis de détecter la marée terrestre sur la déformation verticale avec une amplitude d'environ 30 nε ainsi que d'enregistrer des signaux sismiques. Il s'agit, à notre connaissance, d'une première expérimentale pour une telle taille de capteur optique (1,7 cm). Cependant à ce stade, les limitations sont nombreuses. Nous discutons ici de quelques unes de ces limites et nous nous attachons à proposer des perspectives permettant de les combler.

5.6.1 Limites en relation avec l'installation

Les principales limites rencontrées au cours de cette expérience sont :

- La mesure reste trop bruitée avec environ 25 nε de bruit instantané.
- Le capteur n'est pas démontable et transportable pour d'autres expérimentations rapidement.
- La mesure manque de durcissement et de stabilité dans son installation.
- La variation du SWIFTS en température est à prendre en compte (la mesure de la température interne doit être faite avec une grande précision pour ne pas limiter les mesures de déformations).

Nous souhaitons donc réutiliser cet interrogateur SWIFTS et ces fibres de Bragg sur un design d'instrument plus abouti. Nous souhaitons améliorer le concept de base et développer un capteur uni-axial à installer en galerie ou en forage.

5.6.2 Perspectives instrumentales

En ayant pour objectifs d'améliorer la résolution de la mesure, nous prévoyons d'utiliser un dispositif Michelson (cf. FIG. 106) à la place du Fabry-Perot. L'idée d'un montage Michelson en fibre de Bragg est séduisante.

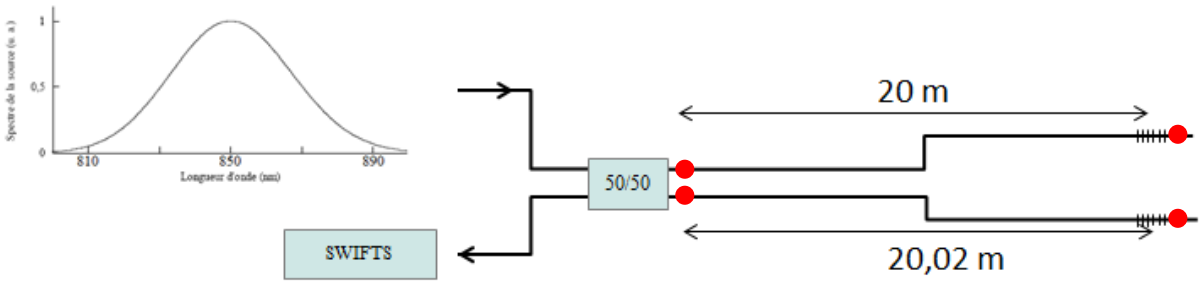


FIG. 106 : Schéma de principe d'un montage Michelson en fibre de Bragg. Les accroches à la roche sont représentées par les points rouges. Un bras est sous contrainte, l'autre non.

La différence de chemin optique entre les deux bras du Michelson étant de 0,02 m soit 2 cm, le second paquet de l'interférogramme sera localisé au même endroit que dans le cas d'une cavité Fabry-Perot de 2 cm (et sera donc visualisable sur le SWIFTS). Par ailleurs, ceci permettra d'améliorer la résolution en augmentant la longueur de capteur de 1,7 cm actuellement à environ 20 m. Le gain attendu est d'un facteur 1000. Ceci devrait permettre d'atteindre une meilleure résolution que celles des capteurs de 90m et 250m testés à Piñon Flat et décrit précédemment en partie 5.2. Sur la figure FIG. 107, nous représentons la densité spectrale de puissance du prototype décrit précédemment et la DSP du futur prototype utilisant un Michelson en comparaison avec les DSP des deux prototypes américains. Le bruit à haute fréquence est plus important mais reste cependant légèrement inférieur à celui des prototypes américains sur cet essai, mais le bruit basse fréquence est nettement inférieur. Nous envisageons de tester cette mesure sur un dispositif uni-axial en déployant la fibre horizontalement sur une distance de 20 m. Ce déploiement préfigure le dispositif en forage d'une fibre de 20m de long mais dans un tubage de diamètre bien moindre que les strainmeters actuels.

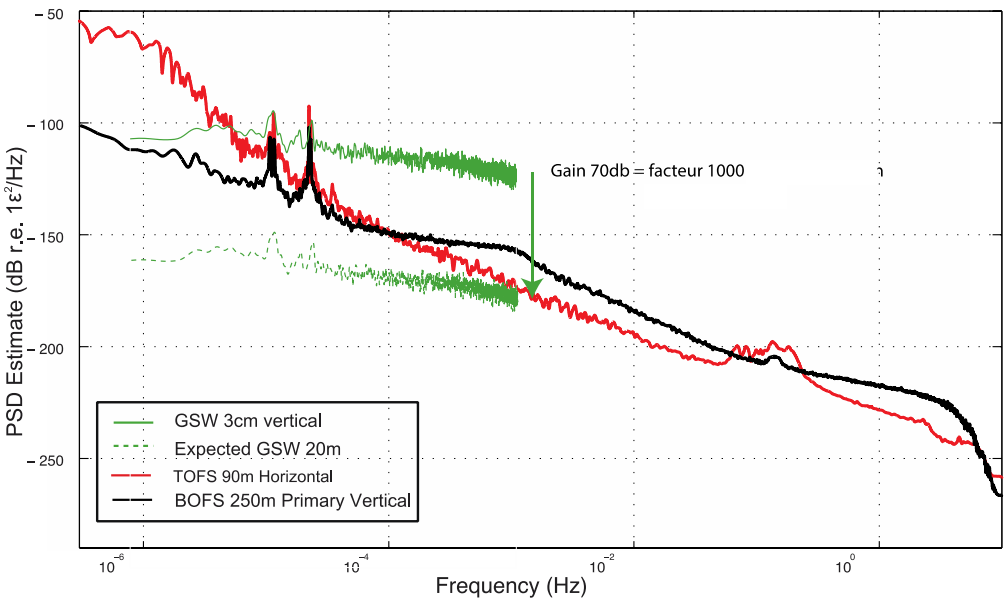


FIG. 107 : Densité spectrale de puissance de notre mesure (vert) comparée aux deux prototypes américains (noir et rouge). DSP prévue pour la future mesure (vert pointillé) sur un déploiement de 20 m.

D'autres parts, nous envisageons aussi de tester cette mesure sur un dispositif bi-axial dans un instrument qui préfigure un capteur intégré complet de 12 cm de diamètre (cf. FIG. 108). Nous comptons faire réaliser cet instrument en silice pour ces excellentes propriétés thermiques. Les 20 m de fibre seront enroulés entre deux tiges de silice fendues à une épaisseur de 120 µm. Seules les extrémités sont pincées dans les tiges. Deux dispositifs équivalents seront installés à 90° sur un socle en silice installé dans un trou creusé dans le sol d'une galerie. Le couplage sera réalisé à l'aide de billes de silice de 1mm de diamètre.

FIG. 108 : Dispositif bi-axial en silice permettant d'enrouler 20 m de fibre sur un diamètre de 12 cm.

Nous souhaitons tester ces capteurs uni-axial et bi-axial au LSBB. Ce site permettant, comme nous l'avons vu, d'enregistrer les signaux de déformations cycliques associés aux marées terrestres, sans contribution océanique. Ce site permet aussi d'enregistrer les surcharges hydrauliques du massif calcaire. Le durcissement de l'installation de l'ensemble des équipements électroniques dans les galeries de Rustrel est par ailleurs nécessaire. Un conditionnement pour l'ensemble de l'équipement lui permettant de supporter le taux d'humidité élevé et de le protéger des perturbations humaines et des coupures d'électricité pourra être installé.

Enfin, nous souhaitons aller vers un capteur plus intégré et proche d'un instrument de terrain. Nous souhaitons faire réaliser et acquérir un spectromètre intégrant mesure et source lumineuse dans le même dispositif. Ce capteur devrait après validation être installé au Piton de la Fournaise à la Réunion pour le suivi des précurseurs éruptifs.

Le développement instrumental finalisé de capteurs de déformation à fibre optique pourra être poursuivis. Plusieurs directions de travail sont envisagées : le développement d'un capteur 6 axes (cf. FIG. 109-a et b) pour des déformations importantes (supérieure à 50 nε), le développement de capteurs en forage, ou le développement de capteurs sous-marins. Les applications visées sont importantes dans les domaines du génie civil, de la prospection minière ou de la géothermique avec l'objectif à court terme d'installer un capteur à haute sensibilité sur le volcan du Piton de la Fournaise.

Fig. a

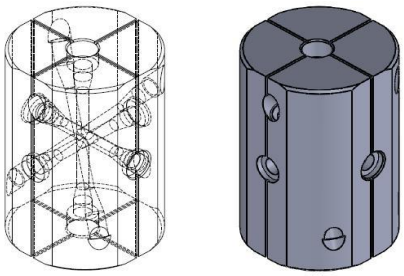


Fig. b

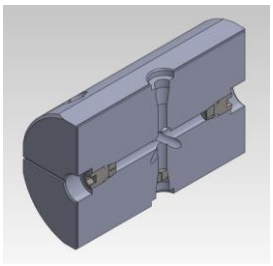


FIG. 109 : Dessin Solidworks réalisé par B.Vial d'ISTerre représentant un support de capteur de déformation 6 axes. (a) Support capteur complet. (b) Coupe avec accroche intérieure permettant de tendre la fibre.

Ce démonstrateur 6 axes se rapproche de ceux testés précédemment (partie 4.5) et est à valider notamment pour la correction de la température. Pour ce capteur, il faudra par ailleurs valider le système de pince utilisé pour tenir les fibres ou proposer une autre méthode d'accroche avec par exemple un collage comme utilisé dans le chapitre 4.

5.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exploité la haute résolution de SWIFTS pour interroger un GFPC d'une cavité de longueur 1,7 cm. Cette étude menée dans un contexte d'instrument de terrain a donné des résultats très prometteurs sur des mesures de phénomènes géophysiques.

Dans un premier temps j'ai présenté le contexte de la mesure géophysique de ce capteur. Le but ultime est de pouvoir détecter des phénomènes de déformation très lents avec une très grande précision. Ces phénomènes sont des précurseurs de séismes et d'éruptions volcaniques mais les amplitudes de ces déformations sont trop faibles pour être détectées par les capteurs d'aujourd'hui.

C'est pour cette même raison que les fibres de Bragg n'avaient pour l'instant pas été utilisées pour les observations de phénomènes géophysiques. Nous démontrons ici qu'en surpassant les quelques limites d'installation décrites dans ce chapitre, on peut avoir un capteur performant avec une configuration de terrain. Les limites importantes sont : un mauvais couplage avec la roche et un mauvais maintien de la fibre sous-tension au cours du temps. Le problème du couplage avec la roche est résolu par l'utilisation de barreau de silice et le mauvais maintien de la fibre sous contrainte est résolu par un pincement de la fibre dans la fente du barreau de silice. Le traitement de données entrevu au chapitre 3 repose sur la mesure la plus précise possible de la translation et a été étudiée dans ce chapitre par deux méthodes : interspectre et ondelette de Morlet.

L'aspect dépendance à la température est quant à lui résolu par l'utilisation d'une fibre de référence. C'est une mesure qu'il ne faudra pas négliger dans de futurs développements.

L'occurrence de ces phénomènes géophysiques étant inconnue, nous avons validé le principe de la mesure ainsi que du traitement de données sur le phénomène cyclique des marées terrestres. Après des résultats concluants sur la mesure de la marée terrestre, l'amélioration des fibres classiques en fibres à maintien de polarisation a permis de détecter depuis la France un séisme survenu au Chili, ainsi que sa réplique.

Pour finir, nous proposons de nombreuses pistes d'amélioration de l'expérience pour, d'une part améliorer sa stabilité, et d'autre part la sensibilité de mesure du capteur, afin de continuer l'orientation vers la mesure de séismes lents. Le Michelson par fibre de Bragg est un dispositif longue base qui permettra d'améliorer la sensibilité de la mesure. Enfin le dispositif bi-axial est une ouverture à l'utilisation de carottage pour des applications en forage. Ces deux instruments seront validés prochainement au LSBB.

Chapitre 6

SWIFTS en moyen-infrarouge

Sommaire

6.1 Applications en astrophysique 164
6.2 Dispositif expérimental d'un SWIFTS moyen-infrarouge 165
6.3 Balayage électro-optique du SWIFTS moyen-infrarouge 166
6.3.1 Balayage électro-optique simple 167
6.3.2 Balayage électro-optique complexe en configuration Mach-Zehnder 169
6.3.3 Echantillonnage par des sillons 170
6.4 Conclusion sur SWIFTS en moyen-infrarouge 173

Nous avons vu au chapitre 2 quelques gammes de longueur d'onde adressées par la technologie SWIFTS avec un SWIFTS dans la bande visible/proche-infrarouge [400-1000] nm et un SWIFTS dans la bande RF. Ici nous discutons de la réalisation d'un SWIFTS dans la bande L pour des applications en astrophysique notamment dans la détection d'exo-planète. Cette bande de longueur d'onde nécessite l'utilisation de matériaux spécifiques comme le Niobate de Lithium ($LiNbO_3$). L'échantillonnage dans le SWIFTS sera réalisé au moyen de plot d'or dans un premier temps comme dans le cas du SWIFTS en visible puis dans un deuxième temps l'échantillonnage sera réalisé à l'aide de sillons creusés dans le guide. Enfin, un balayage des franges de l'interférogramme sera étudié grâce aux propriétés électro-optiques du Niobate de Lithium. L'intérêt de cette technique est d'éviter l'utilisation d'un SWIFTS en configuration matricielle tel que le WIDE Spectra présenté au chapitre 2.

6.1 Applications en astrophysique

La bande L s'étend d'environ 3 à 4 µm et l'étude à été faite avec un laser à 3,39 µm.

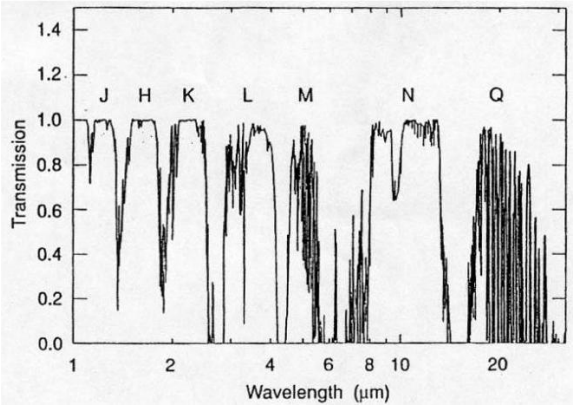


FIG. 110 : Bande de transmission de l'atmosphère en proche et moyen infrarouge

En général l'atmosphère absorbe et rayonne fortement en infrarouge rajoutant souvent plus de lumière que celle des objets que nous cherchons à observer. Mais la bande de longueur d'onde L a été choisie d'une part parce que l'atmosphère est assez transparente dans cette bande et d'autre part pour les applications en astrophysique recherchées.

Une étude d'un SWIFTS dans les bandes L et M (4,6 à 5 µm) a un fort intérêt pour la détection d'exo-planètes et l'exploration de l'environnement d'étoiles jeunes. En particulier, la bande de 3,4 à 4,1 µm qui est très appropriée pour la détection au sol de poussière exo-zodiacale autour d'une étoile et des raies de silicates qui forment les poussières (pic d'émission vers 3,8 µm). Bien que la masse des poussières soit bien inférieure à celle d'une planète, l'intensité de la lumière zodiacale est plus forte (cf. P.-O. Lagage [107] et A. Belu [108]).

La figure FIG. 111 présente le flux d'une étoile et celui d'une planète (dans le disque de poussière de l'étoile). Cette figure permet d'estimer que le rapport de flux entre l'étoile et la planète est minimal dans la bande L (de l'ordre de 10^4).

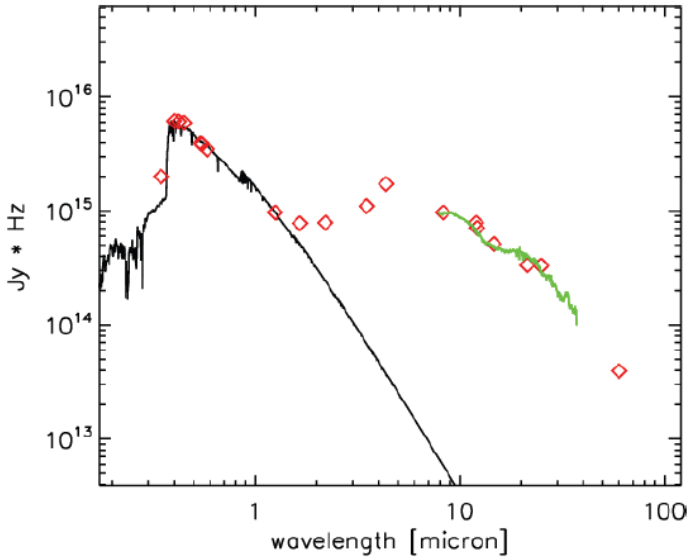


FIG. 111 : Flux de l'étoile (trait plein noir et vert) et flux de la planète/disque protoplanétaire (points rouges).

6.2 Dispositif expérimental d'un SWIFTS moyen-infrarouge

Guillermo Martin *et al.* [109] ont montré que la réalisation d'un guide planaire à 3,39 µm en Niobate de Lithium par diffusion titane pourrait être appliquée à la réalisation d'un interféromètre intégré SWIFTS, destiné à ce type d'observation. Les paramètres de diffusion obtenus lors des étapes de réalisation du guide planaire présenté dans [109], permettent de définir les guides droits et fonctions de recombinaison (jonctions Y, coupleurs, etc.) du dispositif et qui sont pour l'instant peu courants dans la bande L.

Sur cette première version de guides en Niobate de Lithium, nous disposons des plots d'or pour échantillonner l'onde stationnaire comme c'est le cas avec le SWIFTS visible présenté partie 2.2. Ces plots d'or ont les dimensions suivantes : 115 nm d'épaisseur, 5 mm de long et 120 nm de large. La distance inter-plots est de 30 µm.

L'onde stationnaire est obtenue par une réflexion en bout de guide d'onde. Dans le cas général, cette réflexion se fait à l'aide d'un miroir en bout de composant ; mais en utilisant le Niobate de Lithium, le contraste d'indice à l'interface de sortie air/Niobate de Lithium est assez important pour que la réflexion de Fresnel permette un retour de flux suffisant pour générer une onde stationnaire bien contrastée.

Banc optique mise en place pour caractériser le SWIFTS en moyen-infrarouge

Le banc optique (FIG. 112-a et b) est constitué d'un laser à 3,39 µm et d'une caméra infrarouge (FLIR) qui sera dans un premier temps placée dans l'axe optique pour l'alignement et dans un deuxième temps perpendiculaire à l'axe optique (sur le rail vide de la figure FIG. 112-a) pour observer la diffusion de la lumière par les plots.

Fig. a Fig. b

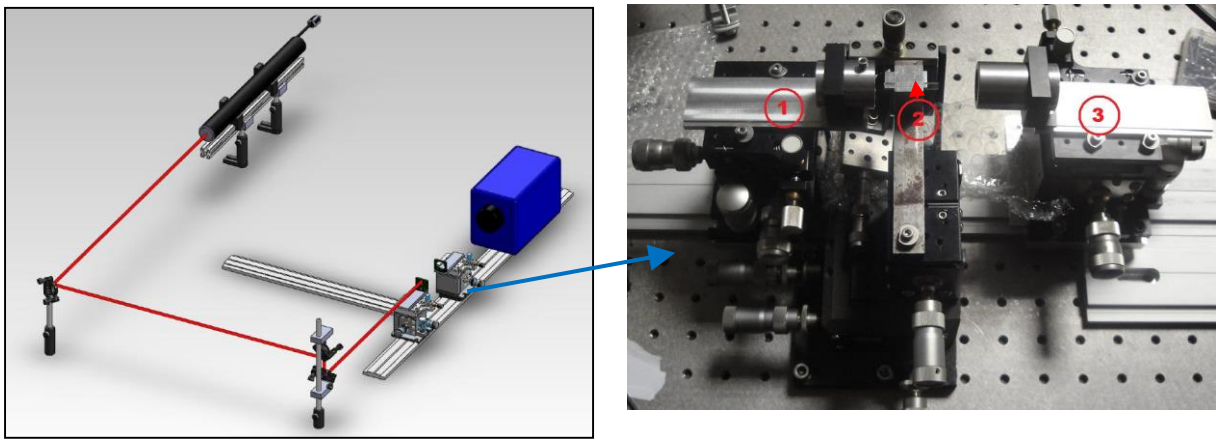


FIG. 112 : (a) Banc optique sous SolidWorks. Caméra placée dans l'axe optique. (b) lentille d'injection (1), guide SWIFTS (2) pourvu de plots d'or et imagerie par la caméra IR à travers une lentille (3).

La figure FIG. 113 montre le premier résultat de l'échantillonnage par des plots d'or espacés de 30 µm diffusant la lumière qui est collectée par la caméra (configuration de la caméra perpendiculaire à l'axe optique).

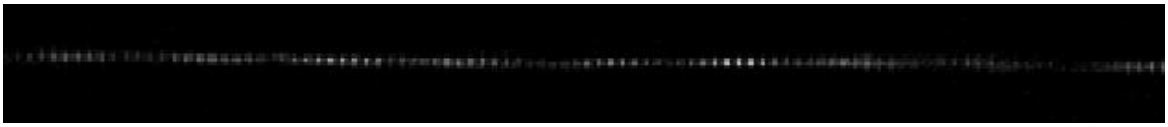


FIG. 113 : Echantillonnage d'un guide droit monomode en diffusion titane éclairé par un laser à 3,39 µm (plots espacés de 30 µm).

Le but de la partie précédente était de valider que nous étions capables de visualiser le flux rayonnés par les guides munis de plots d'or. Nous pouvons ainsi valider cette démarche, cependant nous avons testé une autre méthode pour récupérer le flux des guides. L'utilisation de sillons (cf. 6.3.3) offre d'autres avantages permettant notamment d'optimiser d'une manière plus contrôlée l'extraction du flux avec la possibilité de régler la largeur et la profondeur des sillons.

6.3 Balayage électro-optique du SWIFTS moyen-infrarouge

Dans la bande L, le Niobate de Lithium est le candidat idéal pour l'interférométrie : cristallin, robuste, transparent jusqu'à 5 µm et surtout avec des propriétés électro-optiques très intéressantes.

La période minimale typique d'un SWIFTS étant $\lambda/2n_{SWIFTS}$ (comme vu au chapitre 2) et celle permettant de respecter le critère de Shannon est donc de $\lambda/4n_{SWIFTS}$. Finalement on veut donc une taille de détecteurs respectant donc $\lambda/8n_{SWIFTS}$ soit 0,2 µm à 3,39 µm (avec $n_{SWIFTS} = 2{,}1$). Or les plots d'or déposés sont de largeur 0,25 µm. Cependant les détecteurs imageant la diffusion des plots sont de taille de l'ordre de 20 à 30 µm. L'échantillonnage des plots est donc impossible à réaliser directement et il faudra donc scanner l'interférogramme en modifiant l'OPD. L'utilisation d'un balayage électro-optique, grâce aux propriétés du Niobate de Lithium, permet d'éviter d'avoir à scanner en différence de marche de manière externe.

6.3.1 Balayage électro-optique simple

Finalement nous avons choisi dans une première version de sous-échantillonner l'onde en plaçant des plots tous les 30 µm. Pour échantillonner totalement l'onde stationnaire, il faut alors effectuer un balayage optique de l'onde. Le balayage est une technique qui permet en modifiant l'indice du matériau de modifier le pas de l'onde stationnaire. C'est ici qu'interviennent les propriétés électro-optiques du Niobate de Lithium : en effet, il est possible d'effectuer un contrôle actif de la phase de l'onde en réalisant un guide d'onde électro-optique, c'est-à-dire un guide d'onde contrôlé par des électrodes déposées de chaque côté du guide, permettant de faire varier l'indice du Niobate de Lithium et donc permettant de déplacer l'interférogramme large bande sous les plots d'échantillonnage. Cette méthode permet ainsi de scanner l'interférogramme sans aucune pièce mobile.

L'indice optique du Niobate de Lithium est donné par [110] pour les modes TM (indice ordinaire) et TE (indice extraordinaire) pour un cristal en coupe X. Avec X la direction verticale, Z la direction horizontale et Y la direction de propagation (cf. FIG. 114).

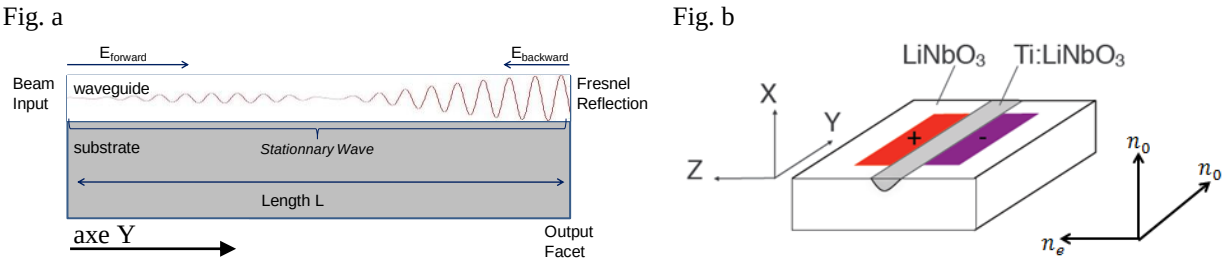


FIG. 114 : Schéma du SWIFTS Lippmann moyen-infrarouge présentant le guide en Niobate de Lithium ($LiNbO_3$) ainsi que le substrat et les axes (X, Y, Z) [111].

$$n_o LiNbO_3(\lambda) = 2{,}18125 + \frac{0{,}4604}{\lambda^2} - \frac{0{,}00106}{\lambda^4}. \tag{6.1}$$

$$n_e LiNbO_3(\lambda) = 2{,}11228 + \frac{0{,}4011}{\lambda^2} - \frac{0{,}00102}{\lambda^4}. \tag{6.2}$$

Dans le cas du mode TE pour un Niobate de Lithium en coupe-X, en introduisant des électrodes l'indice varie alors en fonction du champ électrique E (appliqué selon z). L'indice qui nous intéresse est donc l'indice extraordinaire.

$$n_e(E) = n_e(\lambda) + \Delta n_e(E). \tag{6.3}$$

avec $\Delta n_e(E)$ défini ci-dessous [112] :

$$\Delta n_e(E) = -\frac{1}{2} n_e(\lambda)^3 r_{33} E_z. \tag{6.4}$$

$\Delta n_e(E, \lambda)$ est donc une fonction du champ E mais aussi de λ avec $r_{33} = 30{,}8\, pm/V$ à 3,39 µm en polarisation TE et E_z égal au rapport de la tension appliquée sur la distance entre les deux électrodes. La phase de l'onde stationnaire dans SWIFTS est donnée par l'équation (2.1.ter) qui devient :

$$\Phi(x,E) = \frac{2\pi}{\lambda} n_e(E) x \,, \tag{6.5}$$

avec x la position dans le guide (en OPD). Les équations (6.3) à (6.5) permettent ainsi de relier la phase de l'onde stationnaire à la tension appliquée sur les électrodes.

Le calcul de cette phase permet alors de représenter l'onde stationnaire théorique sous-échantillonnée donnée par l'équation (2.3) et qui devient :

$$I(x) = \frac{1}{2}\big(1 + \cos(2\Phi(x) + \Phi_0)\big) \,, \tag{6.6}$$

avec Φ_0 la phase initiale. Ainsi en fonction de m le numéro du plot échantillonnant, on a l'intensité lumineuse au niveau du m^{ème} plot qui vaut :

$$I(m) = \frac{1}{2}\left(1 + \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda} n_e(E)(m\delta_m + \delta_0)\right)\right) , \tag{6.7}$$

avec m l'indice du plot (m entier), δ_m la distance inter-plots ($x = m\delta_m$) et δ_0 la distance du premier plot au bord du guide qui est en pratique différent de δ_m. Ainsi, on peut représenter l'onde stationnaire pour différentes tensions appliquée à 3,39 µm car $I(m)$ est donc fonction de E_z et de λ (cf. FIG. 115). On pourrait par ailleurs regarder l'allure théorique de l'onde stationnaire pour différentes longueur d'onde.

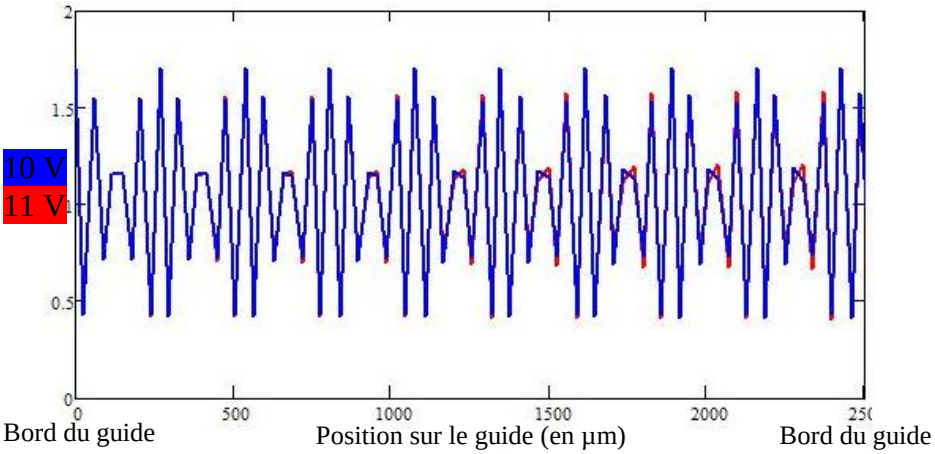


FIG. 115 : Interférogramme sous-échantillonné en fonction de la position le long du guide (de longueur 2500 µm) présentant une variation de la phase de l'onde stationnaire en fonction de la tension. Tension appliquée de 10 V (en bleu) et variation de 10% de la tension (en rouge).

Cependant la figure ci-dessus permet de voir que l'utilisation de l'effet électro-optique pour modifier la phase directement sous la zone échantillonnée n'est pas très utile car la variation est très faible. Ainsi un deuxième développement permet, en amont de la zone échantillonnée, de modifier l'OPD relative avec une jonction Y.

6.3.2 Balayage électro-optique complexe en configuration Mach-Zehnder

L'alternative proposée dans le cadre de cette étude est d'utiliser les propriétés électro-optiques du Niobate de Lithium, dans une configuration classique de modulateur d'intensité (Mach-Zehnder), avec un déséquilibre initial entre les bras, couplé à un SWIFTS linéaire faisant appel à un seul guide droit, comme représenté ci-dessous (cf. FIG. 116).

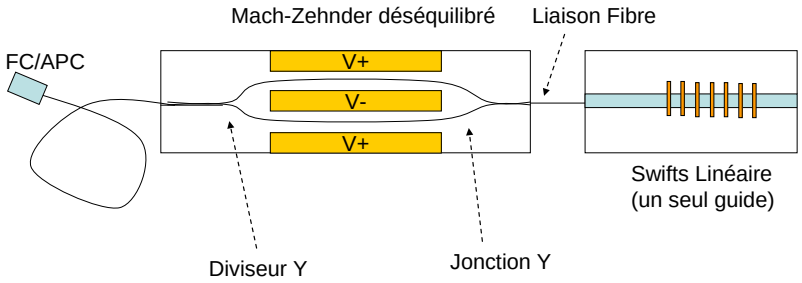


FIG. 116 : Schéma du SWIFTS électro-optiquement actif, avec un seul guide pour l'échantillonnage.

On pourra alors déplacer le paquet sous les plots lorsqu'on augmente la tension (cf. FIG. 117). En effet, on peut montrer que lorsque l'on fait passer le champ à échantillonner par un modulateur d'intensité placé en amont, puis que l'on injecte dans le guide droit (lieu de la création de l'onde stationnaire), on voit apparaître deux paquets de franges (cf. FIG. 117) :

- Un paquet « statique » collé au bout du guide, qui est le résultat de l'interférence directe entre le faisceau incident et le faisceau réfléchi.
- Un paquet « décalé » et « dynamique » qui apparaît à une certaine distance du bord du guide, selon le déséquilibre initial du coupleur, et qui peut être déplacé grâce à l'application d'un champ électrique sur les bras du modulateur créant une modification de la différence de marche entre les deux faisceaux.

Le fait d'utiliser un Mach-Zehnder déséquilibré permet de diminuer la tension de commande des électrodes nécessaire pour « décoller » le 2e paquet du bord du guide. On pourrait aussi avoir un Mach-Zehnder équilibré mais le 2e paquet serait alors collé au bord du guide. La tension à appliquer pour avoir un décalage en phase serait alors bien plus grande.

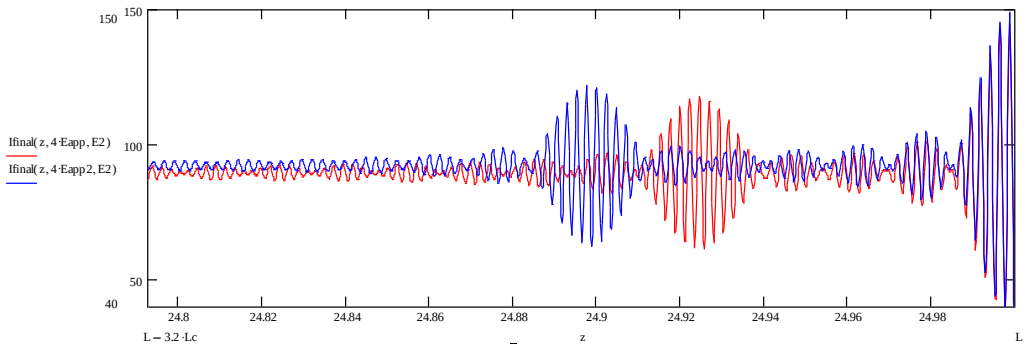


FIG. 117 Signal théorique obtenu dans les derniers 200 µm d'un guide droit SWIFTS de 25 mm de longueur. On observe le paquet statique en bout de ligne, et un paquet dynamique dont la position dépend de la tension appliquée (rouge : tension de 0 V, bleu : tension de 50 V) pour des électrodes de longueur 20 mm et pour un déséquilibre initial de 150 µm.

L'intérêt de ce système est qu'en échantillonnant le paquet complet (le 2e paquet comme dans le cas d'une cavité Fabry-Perot à réseaux de Bragg au chapitre 3), et non le demi-paquet statique, on obtient une information complète sur la nature de l'interférence (notamment des effets de dispersion). Remarquons que dans cette configuration, le déphasage en OPD créé par le Mach-Zehnder déséquilibré correspond au déphasage créé par la longueur de la cavité Fabry-Perot dans un GFPC. Augmenter la longueur de la cavité dans un GFPC revient à augmenter la différence de marche créée par le Mach-Zehnder. De la même manière qu'avec un GFPC plus le 2e paquet est éloigné du bout du guide, plus la précision sur le décalage de la phase est importante.

En utilisant une source très large bande, qui donne lieu à un paquet de très courte longueur de cohérence, nous pouvons alors étalonner les différents nanoplots et caractériser un à un leur diagramme de rayonnement en faisant varier l'OPD.

Enfin, comme indiqué précédemment, avec des tensions de commande tout à fait raisonnables (inférieure à 100 V), on peut déplacer le paquet « dynamique » sous les plots de façon à compenser le sous-échantillonnage lié à leur espacement (typiquement 30 µm, pour être en accord avec les détecteurs matriciels standard). On peut alors reconstruire l'interférogramme avec un bon échantillonnage en un temps très court (modulateurs standards pouvant aller jusqu'à quelques GHz), grâce aux performances électro-optiques du Niobate de Lithium. Ce travail est en cours de développement en ce qui concerne la partie expérimentale électro-optique sur un guide d'onde.

6.3.3 Echantillonnage par des sillons

Enfin, en ce qui concerne l'échantillonnage, une nouvelle manière d'échantillonner l'onde à finalement était mise en œuvre en utilisant des sillons profonds à la place des plots d'or.

Alain Morand de l'IMEP-Grenoble a réalisé des simulations [111] en étudiant les performances des plots d'or et des sillons en terme d'efficacité de diffusion. Avec ces sillons creusés dans le guide et dont la direction est transverse au guide, on peut contrôler plus facilement le diagramme de rayonnement en modifiant la largeur et la profondeur des sillons ce qui est plus difficile avec la technique de création des plots (lithographie). Avec une largeur de sillon donnée (sur des sillons rectangulaires), on peut calculer les pourcentages de la puissance totale rayonnés vers le substrat et le superstrat pour différentes profondeurs de sillon (cf. FIG. 118).

Fig. a Fig. b

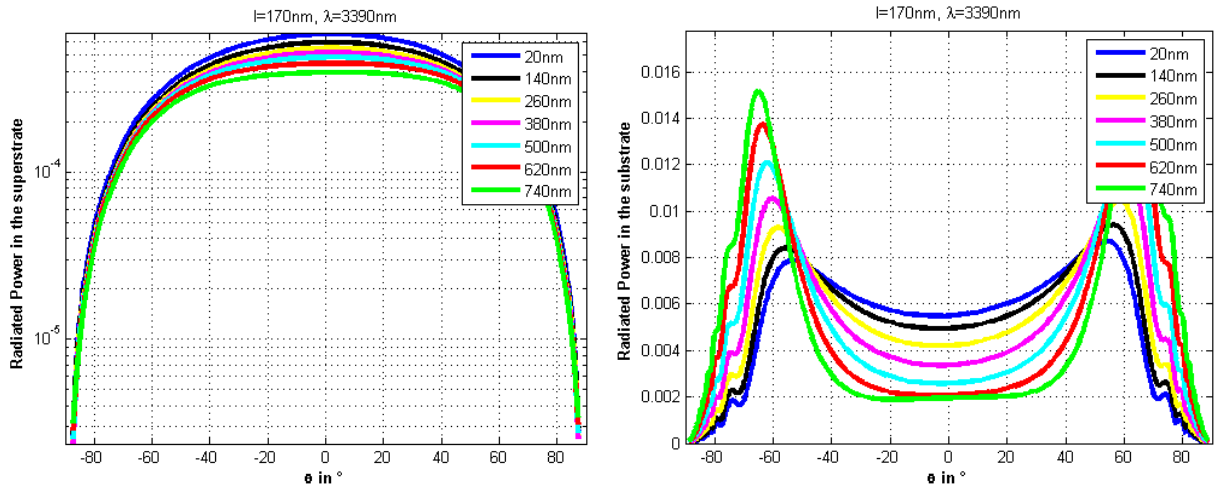


FIG. 118 : Bilan du rayonnement en pourcentage de la puissance totale (a) vers le superstrat (côté caméra) et (b) vers le substrat en fonction de la profondeur des sillons et de l'angle d'émission.

Notons que l'extraction vers le superstrat (côté caméra) est néanmoins très faible de l'ordre de 0,1 % (cf. FIG. 118-a par rapport à la puissance totale extraite) tandis que l'extraction vers le substrat est de l'ordre de 1 % (cf. FIG. 118-b). La figure FIG. **119** montre ce rapport avec dix fois la puissance rayonnée (en noire) par le superstrat et la puissance rayonnée vers le substrat (en rouge).

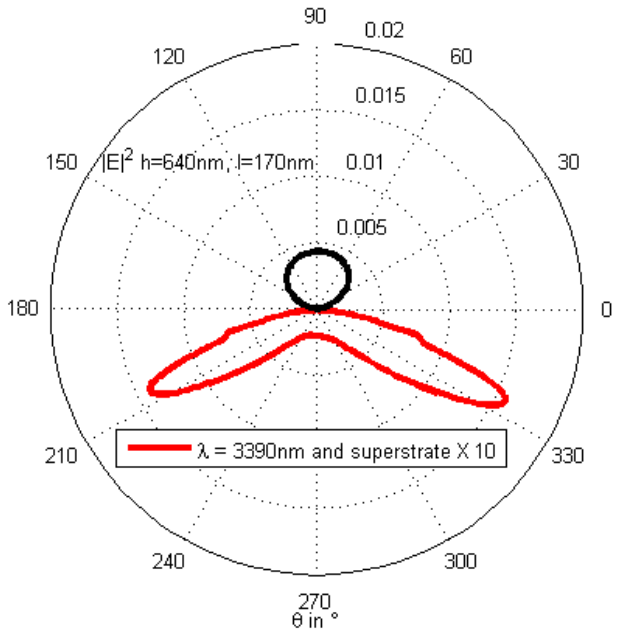


FIG. 119 : Puissance rayonnée ver le superstrat (en noir x10) et vers le substrat selon l'angle d'émission.

Il s'avère qu'en théorie pour des sillons rectangulaire, le pourcentage de la puissance totale rayonnée vers le superstrat diminue légèrement avec la profondeur mais c'est aussi le cas de le pourcentage de la puissance totale rayonnée vers le substrat (à l'opposé de la direction de la caméra) qui passe de 6 à 2 %. Au contraire plus les sillons sont profond, plus le flux extrait est important, un compromis est donc nécessaire. Ainsi pour réaliser ce compromis, 50 sillons de 170 nm de large espacés de 10 µm. Pour maximiser le rayonnement des sillons à 3,39 µm, la profondeur des sillons est fixée à 633 nm (cf. FIG. 120). La distance inter-sillon de 10 µm

(par rapport à 30 µm dans la première version) permet aussi de réduire la distance de balayage nécessaire et donc la valeur de la tension de commande nécessaire.

Fig. a Fig. b

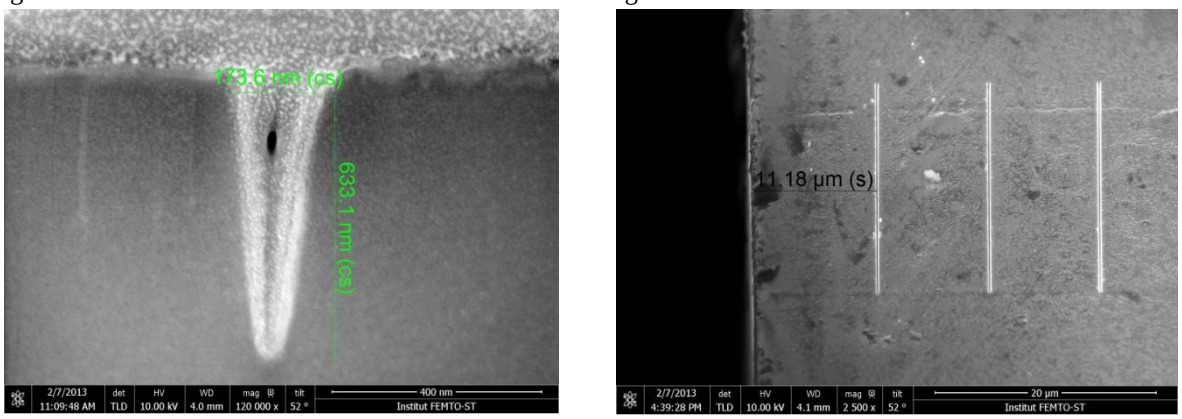


FIG. 120 : (a) image d'un sillon (170 nm de large et 633 nm de profondeur). (b) Période des sillons de 10 µm et distance jusqu'au bord de 11,2 µm. Image réalisée par G. Ulliac de FEMTO-ST et extraite de [111].

Finalement les sillons donnent des performances assez comparables aux plots d'or mais les sillons sont plus avantageux car la technique de gravure par FIB (pour Focused Ion Beam) permet de graver des sillons plus fins que les plots d'or pour le moyen-infrarouge déposés par lithographie (cf. ci-dessus, taille de 250 nm). La technique de gravure des sillons est censée donner des sillons espacés de manière plus régulière que ne le sont les plots mais cela n'est pas vérifié. De plus, l'intérêt des sillons pour le balayage électro-optique est qu'ils sont compatibles avec le scan par électrodes tandis que les plots d'or peuvent générer des court-circuits. Enfin les plots d'or ont un problème d'accroche sur le guide en Niobate de Lithium et on peut donc avoir certains plots manquants tandis que les sillons n'ont pas ce problème.

Un échantillonnage a été réalisé avec un guide contenant des sillons sur le banc vu plus haut (cf. FIG. 112) et avec la caméra FLIR permettant de relever le profil d'intensité suivant (cf. FIG. 121).

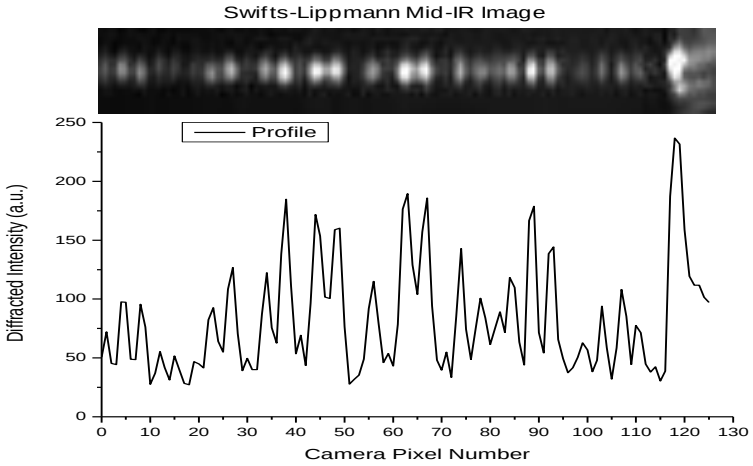


FIG. 121 : (En haut) Image de l'onde stationnaire échantillonnée dans un guide à 3,39 µm. (En bas) Profil d'intensité longitudinal.

En mesurant l'intensité rayonnée par les différents sillons en fonction de la longueur d'onde, on peut remonter à l'indice effectif du mode guidé. En effet, on montre que lorsque la longueur d'onde varie, l'intensité rayonnée par un sillon, passe par des maxima et des minima, dont la fréquence est donnée par $Freq = 1/(2nL)$ avec L la position du sillon par rapport au bord du guide. On utilise alors une source accordable pour scanner la longueur d'onde (ici entre 825 nm et 833 nm avec un pas de 0,1 nm) tout en observant l'intensité sur chaque sillon. Ainsi, en mesurant la fréquence d'oscillation, on peut déduire la valeur de l'indice effectif sous chaque sillon, pour ensuite obtenir la moyenne de l'indice de réfraction avec une très grande précision. Dans notre cas nous avons obtenu, à 829 nm : $n_{SWIFTS} = 2{,}261 \pm 0{,}005$. Cette approche est décrite dans l'article de Thomas et al. (cf. Annexe B).

6.4 Conclusion sur SWIFTS en moyen-infrarouge

Les technologies d'échantillonnage en moyen-infrarouge sont encore en cours de développement. Nous avons essayé deux méthodes, par des plots d'or ou des sillons, et validé dans les deux cas que cette technique permet d'échantillonner une onde stationnaire créée dans un guide. A priori les sillons sont les plus adaptés à l'échantillonnage sur un guide en Niobate de Lithium cependant une étude comparative des performances dans un guide SWIFTS pourrait être nécessaire. Dans le cas où l'on veut contrôler électro-optiquement la phase de l'onde, les sillons sont par contre plus avantageux.

Le côté électro-optiquement actif du Niobate de Lithium est très utile dans le cas d'un composant SWIFTS car il permet d'éviter la version matricielle de SWIFTS (WIDE Spectra cf. chapitre 2). Modifier l'indice de réfraction du Niobate de Lithium par effet électro-optique dans un cas de balayage simple permet de modifier l'interfrange de l'onde stationnaire. Cette méthode nécessite donc de fortes tensions pour balayer l'onde afin de l'échantillonner totalement. Dans le cas d'un Mach-Zehnder déséquilibré l'effet électro-optique permet de déplacer le deuxième paquet d'onde de l'interférogramme. Cela permet alors d'échantillonner correctement l'onde sans nécessité de fortes tensions. Cette méthode permettrait alors de réaliser un SWIFTS fonctionnant dans le moyen-infrarouge et qui échantillonnerait l'onde sans sous-échantillonnage.

Chapitre 7

Conclusion générale

Sommaire

7.1 Conclusions 175
7.2 Limites 177
7.3 Perspectives 178

7.1 Conclusions

Dans le chapitre introductif, j'ai présenté la notion de capteur et plus spécifiquement les capteurs de déformation par fibre de Bragg. Ces capteurs ont besoin d'être interrogés par des interrogateurs performants. Dans le chapitre 2, j'ai présenté la technologie SWIFTS et en particulier l'instrument ZOOM Spectra en tant qu'interrogateur de fibre à réseaux de Bragg. C'est l'association de ces deux éléments clés qui donne à cette thèse son caractère innovant.

SWIFTS pour les réseaux de Bragg

Nous avons étudié SWIFTS pour répondre aux spécifications des réseaux de Bragg dans le chapitre 2 ainsi que la caractérisation de certains réseaux de Bragg par SWIFTS dans le chapitre 3.

Nous avons vu dans ces chapitres qu'un spectromètre SWIFTS dans la configuration Lippmann permet de mesurer l'autocorrélation d'une source de lumière produite par une réflexion sur un réseau de Bragg. Le lien entre l'interférogramme et le spectre a permis d'expliciter le principe de l'autocorrélation sur ces réseaux de Bragg. Cette méthode ouvre ainsi la voie à une mesure directe du profil de l'indice du réseau, permettant par exemple la caractérisation de défaut. L'avantage majeur des spectromètres de technologie SWIFTS (ZOOM, MICRO, WIDE Spectra) est la haute résolution de ce spectromètre. Ceci résulte en une précision très importante de la mesure déphasage des paquets d'onde de l'interférogramme.

Applications de SWIFTS comme interrogateur de réseaux de Bragg

L'objectif suivant que nous nous étions proposé pour cette thèse était l'étude du spectromètre SWIFTS comme interrogateur de réseaux de Bragg dans le but de déterminer le champ des applications possibles pour cette association de deux technologies. Cette étude théorique et expérimentale de SWIFTS comme interrogateur de capteur de Bragg a permis d'une part de développer une nouvelle vision des réseaux de Bragg basée sur la spectrométrie de Fourier et

d‘autre part d’entrevoir les applications possibles de l’association des réseaux de Bragg avec un spectromètre SWIFTS. Nous nous sommes principalement intéressés à trois types de réseaux de Bragg : le réseau simple, le réseau à saut de phase de π et la cavité Fabry-Perot. Des simulations théoriques ont permis de mieux définir les caractéristiques spécifiques de ces différents réseaux.

Nous avons alors étudié les champs d’applications de la méthode d’interrogation des réseaux de Bragg en nous intéressant notamment à la réalisation de capteurs de surveillance d’ouvrages de génie civil et à la mesure de phénomènes géophysiques de haute précision. Nous avons vu que la technologie SWIFTS associée à certains réseaux de Bragg spécifiques permet de mesurer des déformations dans une gamme allant du millistrain en génie civil au nanostrain en géophysique. La théorie permet de plus d’affirmer que le nanostrain n’est pas une limite intrinsèque à l’utilisation de la technologie SWIFTS et que le picostrain peut être visé.

J’ai montré que cet instrument permet de mesurer des déformations dans toutes les gammes énumérées ci-dessus avec néanmoins certaines limites.

Nous avons voulu proposer des solutions à la première limite intrinsèque des réseaux de Bragg, c’est à dire leur sensibilité simultanée à la température et à la déformation. Nous avons donc étudié plusieurs techniques de décorrélation entre température et déformation : une technique avec différents diamètres de fibre ou l’utilisation d’une fibre de référence. Une perspective intéressante, qui n’a été qu’amorcée ici, est la réalisation d’une fibre athermale permettant d’isoler la mesure de la déformation seule.

Finalement, l’utilisation d’une fibre de référence a été testée avec succès sur la mesure du phénomène de marrée terrestre au chapitre 5. Cette mesure a permis de découpler la température de la contrainte et de mesurer avec précision la marrée terrestre ainsi que les amplitudes des déformations à longue distance du séisme chilien du 1er avril 2014 dans un bruit de 25 nanostrains.

Problèmes d’accroches et longueur de base de la fibre en déformation

Pour cela, nous avons résolu les différents problèmes d’instrumentation pratique, en général communs aux différentes gammes de déformation. Si la taille et le poids réduit de SWIFTS en font un instrument facilement utilisable dans une configuration terrain, il reste malgré cela de nombreux problèmes techniques à résoudre. Nous avons vu dans les chapitres 4 et 5, les problèmes d’accroches de la fibre sous-contrainte sur différents matériaux. Les mesures du chapitre 4 ont été réalisées dans le béton. Les packagings adaptés permettant une bonne accroche sont en général des tubes en acier. Cependant nous avons vu que l’utilisation d’une colle pour un collage en parement se montre une approche intéressante (bonne tenue jusqu’à 7 millistrains dans cet essai). Dans cette optique, une étude sera nécessaire sur le vieillissement de ces méthodes d’accroches et notamment sur le fluage long terme de la colle utilisée.

Dans le cas du démonstrateur en Delrin, la technique d’accroche est double : collage et mécanique. Cela permet de s’assurer de la bonne tenue de la fibre sous-tension. Si ce

démonstrateur a permis des mesures de précision d'environ 100 nε, ce matériau est néanmoins trop sensible à la température pour pouvoir être utilisé en tant qu'éprouvette de déformation.

La longueur de la base du capteur est un point important à prendre en compte selon l'application recherchée. Dans la surveillance de structure en béton, les FBGs de longue base permettent de moyenner la mesure instantanée et sont donc plus robustes aux fissures. Cependant des FBGs de courtes bases sont à prescrire pour la détection précise de fissure, ce qui nécessitera par ailleurs une grande capacité de multiplexage de l'interrogateur.

Traitement de la translation du paquet d'onde

Nous avons vu que le SWIFTS ne souffre pas de la concurrence avec les interrogateurs commerciaux Micron Optics et Ocean Optics basés sur des méthodes différentes de spectrométrie. L'alliance intégration, haute résolution, faible coût en fait un interrogateur d'avenir.

Enfin il a fallu résoudre le problème de l'adaptation du traitement de donnée à la gamme de déformation mesurée. Nos expériences suggèrent l'utilisation du spectre pour les gammes de déformation allant du millistrain au microstrain car c'est une méthode légèrement plus intuitive et car ces gammes de déformations ne nécessite pas une haute précision de décalage. L'utilisation de l'interférogramme sera par contre prescrite pour dépasser la barrière du microstrain même si l'interférogramme peut être utilisé sur toutes les gammes.

Pour atteindre les précisions demandées par un capteur de haute précision (ordre de grandeur du nanostrain), il a fallu surpasser quelques limites instrumentales.

7.2 Limites

Fragilité de la fibre

L'une des limites majeures de la fibre de Bragg est l'importante fragilité de la fibre. En effet dans nos différentes expériences, nous avons cassé un nombre important de fibres. Notamment pour des applications dans des matériaux comme le béton, il est fondamental de prévoir des gaines de protection adaptées. Dans le cas de capteurs coulés dans le béton pour le génie civil, ces gaines sont obligatoires. Il sera donc nécessaire soit d'inclure des fibres de Bragg à 850 nm dans des packagings existants (comme ceux avec des têtes d'aciers à chacune des extrémités) soit d'étudier la fonction de transfert entre la fibre et la gaine (cf. thèse Tixier [113]).

Sensibilité du SWIFTS à la température

Un problème majeur à adresser très prochainement concerne la sensibilité du SWIFTS aux variations de température. En effet, les chapitres 4 et 5, nous ont permis de voir que malgré une correction appliquée dans le logiciel Spectra Resolver, l'effet de la température sur le guide SWIFTS peut être limitant. Cette variation de température provoque, de la même façon que dans une fibre de Bragg, une dilatation du matériau. Le problème c'est que le capteur qui

relève cette température n'a pas une résolution suffisante (0,5°C) lorsqu'on effectue des mesures de précision.

7.3 Perspectives

La fibre athermale

L'une des perspectives les plus intéressantes au niveau de la fibre de Bragg elle-même réside dans la réalisation d'une fibre athermale qui permettrait de ne pas subir in-situ les variations de température. La réalisation d'un réseau de Bragg dans ce type de fibre (réalisée avec des verres particuliers) serait le deuxième défi à relever. Les méthodes de correction de la température dans les capteurs commerciaux sont pour l'instant basées sur des versions mécaniques et cette perspective est donc à n'en pas douter alléchante pour ce domaine de capteur.

Un Michelson de Bragg

La réalisation d'un montage Michelson en fibre de Bragg est un projet en cours qui possède un fort intérêt pour la géophysique. L'idée est de rallonger la base du capteur en le faisant passer de 2 cm à 20 m. Ce strainmeter longue base présenterait un ordre de grandeur de sensibilité mille fois meilleur par rapport à celui mesuré à Rustrel. La figure FIG. **106** montre le schéma de ce capteur qui sera installé prochainement au LSBB.

Un WIDE Spectra comme interrogateur

L'inconvénient majeur pour la mesure de réseau de Bragg du ZOOM Spectra est sa largeur de bande spectrale. Il est certes possible d'ouvrir plusieurs bandes simultanées mais adresser simultanément des capteurs de Bragg dans des bandes différentes (par exemple 852 nm et 862 nm) est une opération pour le moment non validée. Pour résoudre ce problème, le développement d'un WIDE Spectra présentant un ordre de grandeur de bande spectrale plus de dix fois plus supérieur a été proposé. Ce spectromètre permettra d'adresser un réseau de capteurs bien plus nombreux répondant à la demande croissante en matière de multiplexage. Les premières images de ce type d'interrogateur sont montrées sur la figure FIG. **122**. Il s'agit de l'interférogramme et du spectre mesuré par un WIDE Spectra 16 voies grâce au soft Spectra Resolver pour une fibre de Bragg contenant 8 réseaux de Bragg en série. Notons que ces réseaux de Bragg seraient dans différentes fenêtres d'échantillonnage sur un ZOOM Spectra. En effet le premier réseau est mesuré à environ 839 nm et le dernier à 851 nm. Sur une largeur de bande de 12 nm, nous avons multiplexé 8 réseaux de Bragg. Nous sommes capables de suivre les réponses à des perturbations pour ces différents réseaux.

Fig. a

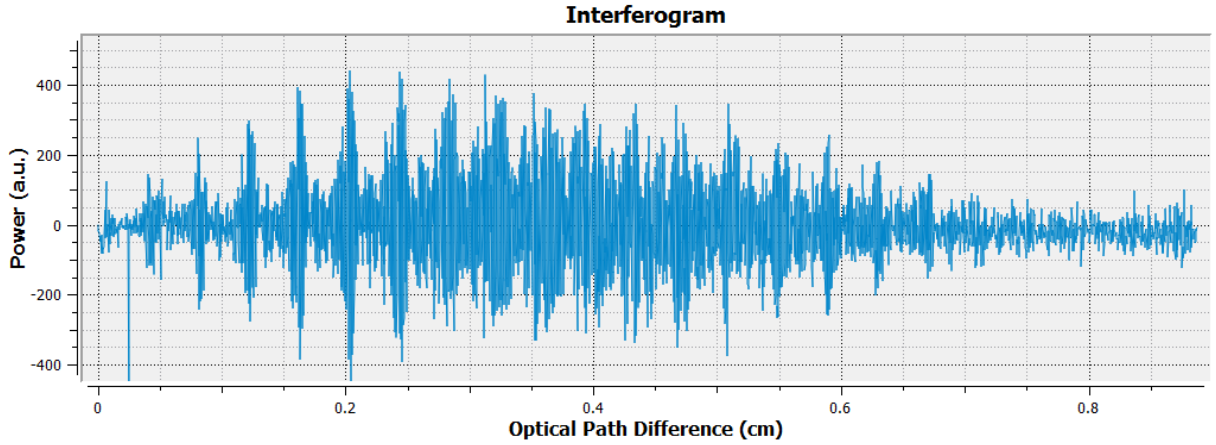


Fig. b

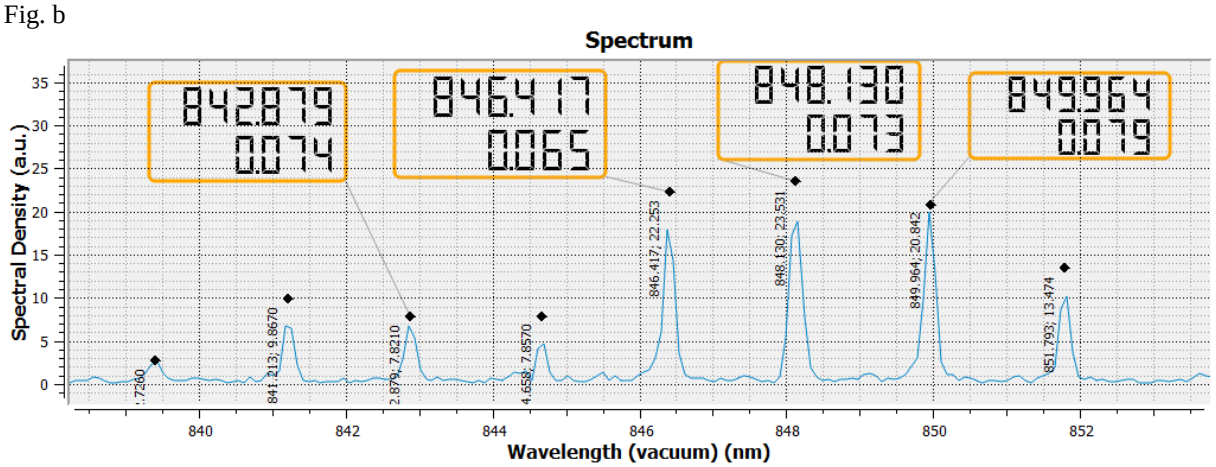


FIG. 122 Interférogramme (a) et Spectre (b) mesuré à l'aide du logiciel Spectra Resolver sur un WIDE Spectra pour une fibre de Bragg avec 8 réseaux en série.

Un SWIFTS à échantillonnage réparti

Nous avons vu dans les chapitres 2 et 3 que l'interférogramme d'un GFPC ne présente que deux lieux d'échantillonnage utile : le paquet collé au miroir et le 2e paquet. Un SWIFTS dans lequel on ne placerait des plots qu'à ces deux endroits permettrait d'améliorer le rapport signal sur bruit. La configuration ci-dessous (cf. FIG. 123) présente une version d'instrument contenant 6 WIDE Spectra en parallèle avec un échantillonnage réparti (on n'échantillonne que le début et la fin qui sont les lieux des paquets de l'interférogramme). Les réseaux utilisés sont des cavités Fabry-Perot à réseaux de Bragg. On dispose en plus d'une entrée de référence laser HeNe (Hélium-Néon) permettant de calibrer et corriger la température. Ce système permettrait par exemple d'instrumenter un pont avec au maximum 300 capteurs GFPC (50 × 6) à haute sensibilité. Sur la figure ci-dessous, 96 réseaux de Bragg (16 × 6) en parallèles sont présentés dans un système en optique intégrée.

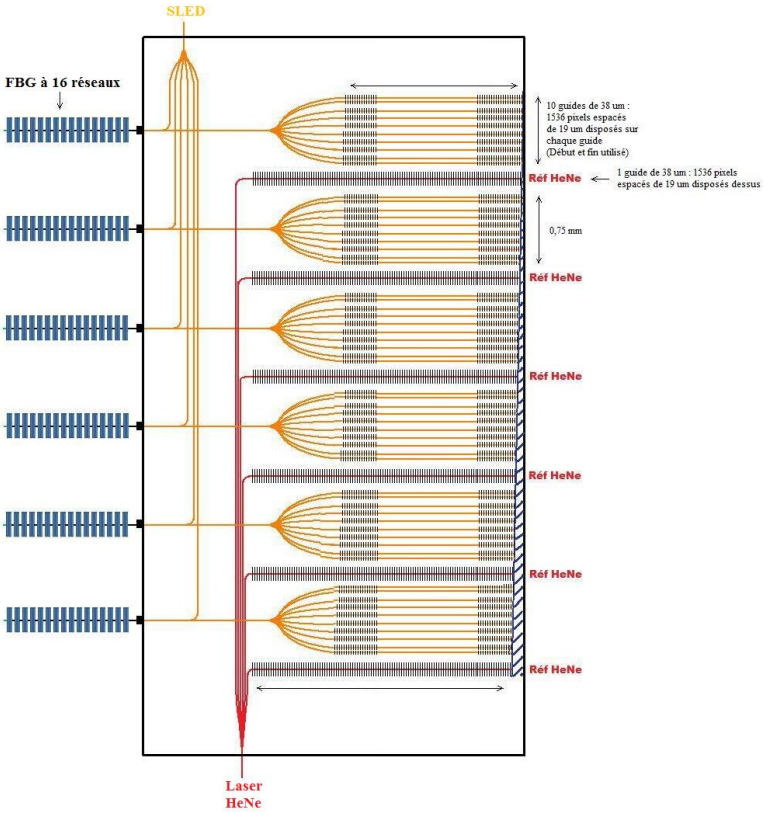


FIG. 123 Six WIDE Spectra en parallèles avec un échantillonnage réparti et une entrée laser HeNe servant de référence

Le développement de la technologie SWIFTS se poursuit

Le développement d'un SWIFTS dans les longueurs d'ondes du moyen-infrarouge est une perspective porteuse, notamment pour l'IPAG par ses applications plus centrées sur un contexte astrophysique. Le développement d'une nouvelle technique d'échantillonnage par des sillons est en cours. Ils sont surtout avantageux pour un guide en Niobate de Lithium que l'on veut contrôler électro-optiquement.

L'attrait de l'électro-optique sur un guide actif en Niobate de Lithium en fait un matériau idéal pour la réalisation d'un SWIFTS moyen-infrarouge. Cette méthode ne nécessitera donc pas de version matricielle. De manière générale, l'étude d'un SWIFTS moyen-infrarouge permet de faire progresser la spectrométrie de haute résolution dans ce domaine de longueur d'onde.

L'application des capteurs de Bragg interrogé par SWIFTS appliquée à l'industrie pétrolière semble adaptée. D'autres applications concernent le suivi des déformations associées à l'exploitation des mines et des réservoirs de stockage de CO_2 ou à l'exploitation des hydrocarbures. Dans un autre contexte, l'application de l'association FBGs-SWIFTS à la métrologie spatiale pourrait donner des précisions intéressantes. Le caractère pluridisciplinaire de cette thèse a montré que le champ d'applications est très vaste.

Annexe A :

High-performance high-speed spectrum analysis of laser sources with SWIFTS technology

Fabrice Thomas*[a,b], Mikhaël De Mengin[b], Céline Duchemin[a], Etienne Le Coarer[b], Christophe Bonneville[a], Thierry Gonthiez[a], Alain Morand[c], Pierre Benech[c], Jean-Baptiste Dherbecourt[d], Eléonore Hardy[a], Eric Morino[a], Renaud Puget[a], Bruno Martin[a].

[a] Resolution Spectra Systems, 13 chemin du Vieux Chêne, 38240, Meylan, France;
[b] IPAG, 414 rue de la Piscine, Domaine Universitaire, 38041, Grenoble, France;
[c] IMEP-LAHC, Minatec, 3 Parvis Louis Néel, 38016, Grenoble, France;
[d] ONERA, the French Aerospace Lab, Chemin de la Hunière, Palaiseau 91761, France.

ABSTRACT

The ZOOM Spectra spectrometer is the first fully integrated system to benefit from the disruptive SWIFTS technology, providing a high-resolution high-rate solution for the characterization of lasers. It allows for the first time a dynamic real-time view of their behavior.
The instrument is an alliance of integrated guided optics, groundbreaking nanotechnologies, microelectronics and advanced software. The device has been designed to be a rapid solution for checking the tuning of a laser, the existence of hopping modes and the correct suppression of a side mode. Their performances are particularly valuable for analysis of custom sources such as Distributed Feedback (DFB) lasers, Vertical Cavity Surface Emitting Lasers (VCSELs), External Cavity Lasers (ECL), or Optical Parametric Oscillator (OPO) sources.

Keywords: SWIFTS, ZOOM Spectra, spectrometer, high-resolution, high-speed, laser, mode-hops mapping, wavelength meter.

1. INTRODUCTION

The needs of industry and research in the characterization and the testing of micro-lasers, such as VCSELs and DFBs, or custom sources rapidly evolve and require high-performance, high-speed, robust and easy-to-integrate analysis devices. Current spectrometers are usually a trade-off between miniaturization and performances.
The ZOOM Spectra spectrometer, first system based on SWIFTS technology, is both a high-resolution solution and a high-speed solution, not a compromise between the two, and also an integrated easy-to-use system. In the first part of this paper, the principle behind this patented technology will be explained. The complete implementation of the instrument will then be detailed, from design and simulation of the alliance of optical waveguide and diffusing nanostructures, to the hybridization on a camera. Procedures of calibration and data processing algorithm to achieve spectrum reconstruction have been specifically developed and will be also presented.

In the second part, ultra-high spectral resolution in the visible and near-infrared domains, excellent absolute accuracy, high-rate measurement and trigger capacities combined in this compact system will be described. Measurements will show that this spectrometer can facilitate the control of tunable, multi-mode, pulsed and high-stability lasers, providing a dynamic real-time analysis of their behavior. It opens a new approach for lasers characterization that current Optical Spectrum Analyzers, Wavelength Meters or other mini-spectrometers cannot correctly perform.
Several examples of full reconstructions of tunable lasers spectra will illustrate the performances of the ZOOM Spectra spectrometer, with measurements of spectral widths of peaks, mode hopping detection, spacing between modes, and relative spectral density of each mode at high-speed. Fast spectral mappings of DFB, DBR, ECLs, OPO and VCSELs sources during temperature or current scans are obtained in a few seconds. Another application addressed with this technology, high-precision Bragg sensors interrogators, will be reviewed.

* fabrice.thomas@resolutionspectra.com; phone +33 4 58 00 12 49; fax +33 4 58 00 12 52; resolutionspectra.com

2. PRESENTATION OF SWIFTS TECHNOLOGY

2.1 Principle of SWIFTS

The SWIFTS – Stationary-Wave Integrated Fourier-Transform Spectrometer – principle has already been explained in details in a previous paper published in Nature Photonics[1]. Taking advantages of current development of nanotechnologies and integrated optics, this patented technology is a revisit of a phenomenon identified by Lippmann[2,3], who was the first to produce interference color photographs and received the Nobel Prize for this breakthrough in 1908.

SWIFTS is a static Fourier transform spectrometer which performs direct detection of the intensity of the standing wave through a series of optical nanoprobes. The component is a combination of a single mode waveguide and a set of photosensitive elements which sample the standing wave in the evanescent field of the waveguide. Two configurations are available: the standing wave is obtained either by reflection of the guided mode as in principle of Lippmann color photographs (see figure 1. left: SWIFTS-Lippmann), or by interference between the two counter-propagating modes (see figure 1. right: SWIFTS-Gabor).

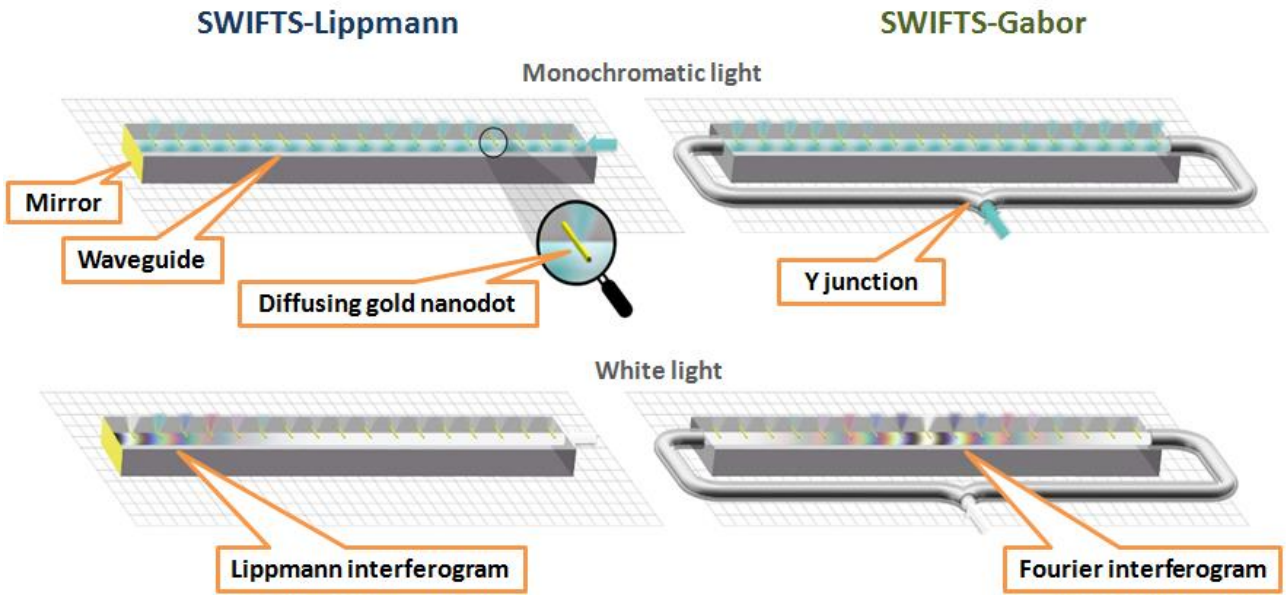


Figure 1. Principle of SWIFTS spectrometer: SWIFTS-Lippmann configuration (left) and SWIFTS-Gabor configuration (right).

In the SWIFTS-Lippmann configuration, the forward propagating wave is coupled in a waveguide ended by a fixed mirror, leading to a stationary wave. If incoming light is polychromatic, the sum of the stationary waves forms a Lippmann interferogram. Nanodots are placed in the area of propagation of the evanescent field in the waveguide, in order to extract a small fraction of the guided energy over a distance smaller than the fringe size.
Unlike conventional Fourier interferograms, Lippmann interferogram starts on the mirror surface with a "black fringe" corresponding to a zero difference in operation: one side of the fringes pattern is thus detected. This principle acts as a spectrometer with simultaneous and direct recording of Fourier transforms, without using moving parts to record the information needed to obtain the spectrum.

The counterpropagative configuration (called SWIFTS-Gabor) is based on the same evanescent detection principle; but instead of using a mirror, the light is divided upstream of the waveguide. The resulting interferogram is a symetric Fourier interferogram sensitive to the optical path difference (OPD): if the OPD between the two beams is null, the white fringe of the Fourier interferogram will be located at the waveguide centre. It is sensitive to the phase shift. This configuration has been demonstrated in previous papers[4,5,6].

2.2 Implementation of the technology

The ZOOM Spectra spectrometer is the first fully-integrated system based on the SWIFTS-Lippmann configuration: this instrument is an alliance of integrated guided optics, groundbreaking nanotechnologies, microelectronics, high-level calibration and specific data processing algorithm.

- **Design and simulations**

The waveguides are processed inside silicate glass wafer using a silver ion-exchanged process. The principle of this technique is to locally modify the refractive index changing the concentration of certain ions in the glass. In the visible spectral domain, the ion-exchanged technology gives access to single mode waveguides with the following properties: low propagation losses, low birefringence, and low loss coupling with optical fiber. Following the ion-exchanged process parameters, different shapes and confinements of the waveguide are able to be realized.
This latest possibility is used to adjust with accuracy the level of interaction between the waveguide and the nanodots, to reach an optimized system efficiency. It has been shown[1] that a maximum efficiency of 74% is achieved when each nanodot scatters 1/N of the local energy, where N is the number of nanodots along the waveguide. In that case, the forward and reverse waves give an interferogram with nearly the same energy all along the waveguide.

A regular pattern of nanodots is processed on the surface of the waveguide, with for instance electron-beam lithography technique. These nanostructures are metal wires set perpendicular to the waveguide in order to scatter the local light in the superstrate. The radiated diagram follows a specific lobe shape (see figure 2). Indeed, these extremely narrow elements induce a refractive index step which has the effect of making the evanescent wave propagating in the direction normal to the interface.

Accurate electromagnetic simulations of the waveguide and nanodot configuration have been performed with the Aperiodic Fourier Modal Method (AFMM) developed by the IMEP-LAHC laboratory[8]. The method permits to simulate radiated, evanescent and guided waves and to easily calculate reflection, transmission and absorption due to the dot (see figures 2 and 3). These simulations help in the choice of the material and the nanodot's size, with the aim of limiting the cross-talk between nanodots and pixels, and avoiding significant losses.
In a first approach, the most efficient materials are gold and silver, which exhibit efficient radiated power and weak absorption. Metals also offer an advantage in that they allow sufficient power to be radiated to the pixel with a small dot size. However, in TM polarization a different result is obtained[9]. Due to resonant plasmonic phenomena, a high absorption appears around the 600 nm wavelength for the selected material. In TM polarization, the radiated power diagram is also defined by two lobes instead of one lobe centered over the dot. This leads to two limitations: it becomes difficult to obtain results for wavelengths of less than 630 nm, and the efficiency of the SWIFTS is higher in TE polarization than in TM polarization. This minimum cut-off of the band has been reduced with other type of material.

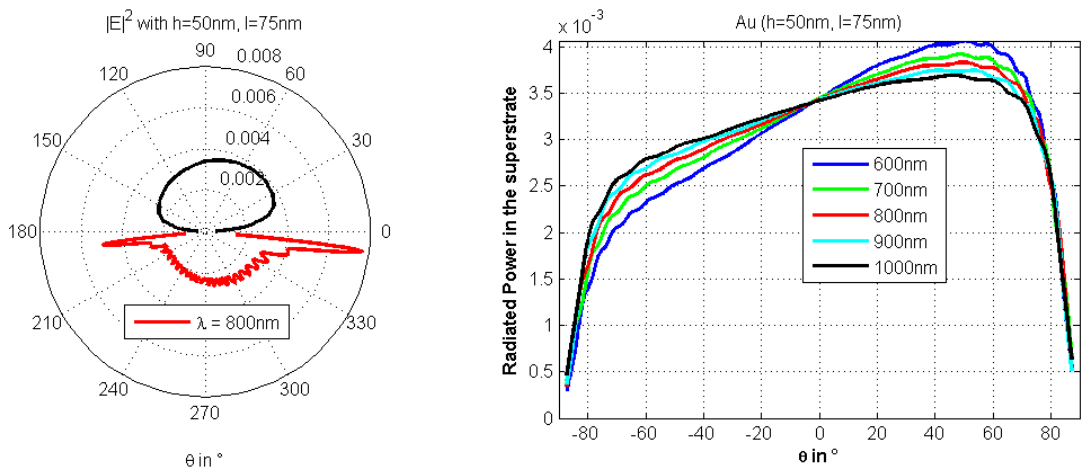


Figure 2. AFMM simulations of the chromatic radiated diagram for a gold nanodot in TE polarization. Homogeneous scattering toward the superstrate is obtained, but it is noted that 50% of the power is radiated to the substrate (left). Scattering is considered to be low chromatic on the 600-1000 nm spectral range (right). In this modelization, the waveguide is a step-index waveguide (width = 2 µm, n_{wafer} close to 1.51 depending of the wavelength and $n_{core} = n_{wafer} + 0.005$ and the $n_{superstrate} = 1.49$).

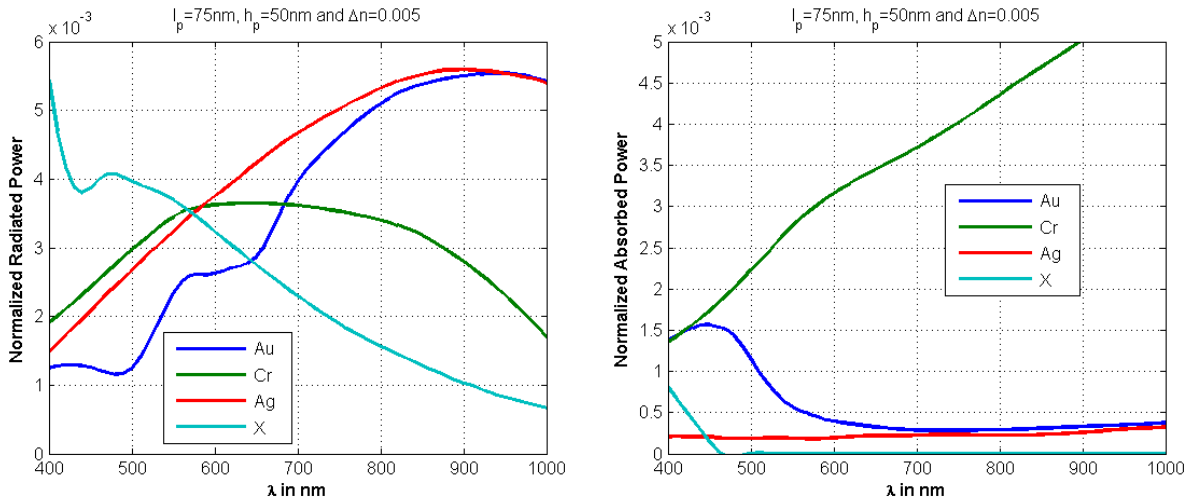


Figure 3. The AFMM simulations give the radiated power and the absorbed power in the simulated configuration in TE polarization for different materials. The code is developed at the IMEP-LAHC[8]. A flat profile is preferred, but oxidation must also be taken into account to obtain stable properties. X is an unnamed material candidate with interesting flat properties and losses.

- **Hybridization on camera**

The design of a SWIFTS spectrometer is driven primarily by its photonic detector's pixel or pitch size. Indeed, there will be a maximum of one scattering dot per pixel. For the ZOOM Spectra, the optical chip composed of a single mode waveguide and a set of 2048 equidistant nanodots is cleanly sawed.

A reflective mirror is processed at the end of the optical chip. A polarization-maintaining fiber allows the aligned injection of the input signal into the waveguide. Then, the optical system is precisely aligned, with each nanodot facing a pixel, and bonded to a linear 2048 14x14 µm pixels CCD detector (see figure 4). Considerations on detector flatness and topology are important to reduce shift and cross-talk between nanodots and pixels. Finally, the system is assembled with electronics and mechanical package, resulting in a mini-spectrometer without any moving parts.

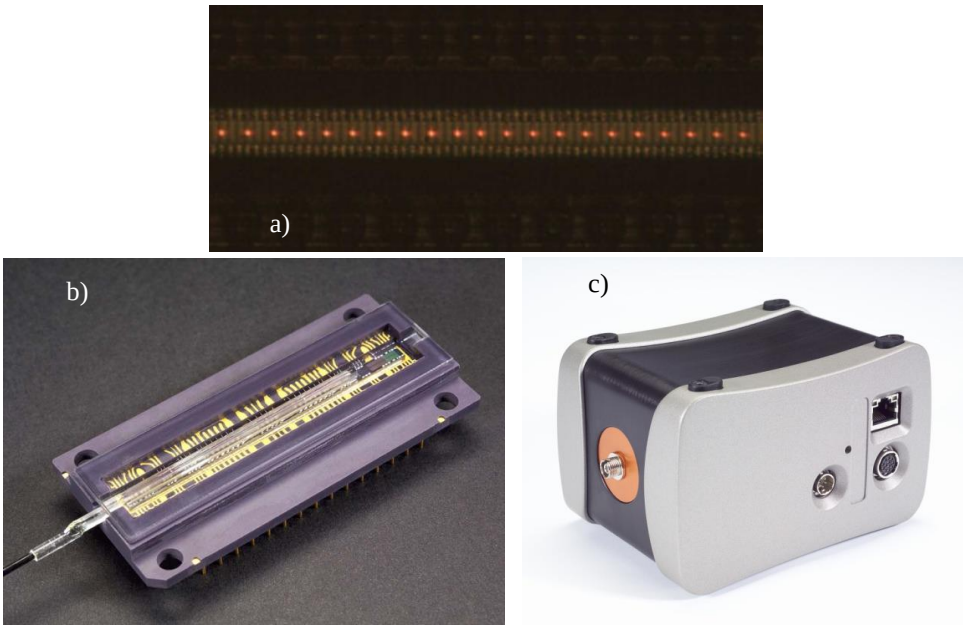


Figure 4. ZOOM Spectra: (a) illuminated dots after hybridization between the optical chip and the detector die; (b) optical chip on CCD detector after hybridization and (c) complete instrument with fiber input, gigabit-Ethernet and trigger connections.

2.3 Calibration and spectrum determination

The performances of the spectrometer are highly linked to the calibration methodology and data processing algorithm. The hardware part of SWIFTS produces rough data in the form of an apodized modulation corresponding to an undersampling of the full interferogram. The signal saved on the camera integrates all the physical parameters of the global system, including input fiber injection losses, inhomogeneous diffusion of nanodots, chromaticity of the optical elements and performances of the camera. The calibration and the software part of the technology are thus essential for performing the Lippmann transform that will produce the correct light spectrum.

The calibration methodology is applied to each system, since the state of the art in terms of technological reproducibility implies that all spectrometers are (even slightly) different. One set of specific measurements are thus made to determine for each spectrometer:

- the position of the nanodots relative to the mirror with nanometer precision, in order to perform a suitable Fourier-like transform which considers the irregular and the under sampling of the interferogram;
- the refractive index of the waveguide depending on the wavelength (see figure 5), to move from the geometric positions of the scattering dots to their optical positions (in OPD);
- the chromatic photometric response of the dots, to normalize the interferogram around a zero average;
- the chromatic efficiency response of the dots, to normalize the response of each sample with respect to those of the other, for each wavelength;
- the temperature dependence of the optical system, to correct in real-time the thermal expansion and ensure the accuracy of the measurement.

Considering the different studies on optical waveguides and interaction with nanodots, a data processing model is proposed to calculate the spectrum from the raw data of the spectrometer.
This model is summarized in the following formulas. The power values P_i of the pixels i correspond to:

$$P_i = ph_i.\left[\frac{1}{N}\sum_{j=0}^{N-1}\frac{P_j}{ph_j} + ef_i.I_i\right] \quad (1)$$

and the OPD positions x_i of the nanodots correspond to:

$$x_i = [x_{0i} + x_{1i}.(\sigma-\sigma_c) + x_{2i}.(\sigma-\sigma_c)^2].\left[\frac{n_0 + n_1.\sigma + n_2.\sigma^2}{n_0 + n_1.\sigma_c + n_2.{\sigma_c}^2}\right].[1 + ThEx.(T - T_c)] \quad (2)$$

where P_i is the power measured on each pixel i ; ph_i is the photometry of the dot i ; N is the number of dots ; ef_i is the efficiency of the dot i ; I_i is the interferogram ; x_i is the OPD position of the dot i ; x_{0i}, x_{1i} and x_{2i} are the first three orders of limited development of the OPD position in function of σ (wavenumber) ; n_0, n_1 and n_2 are the first three polynomial coefficients of the refractive index law $n(\sigma)$; σ_c is the wavenumber at which the calibration was performed ; σ is the wavenumber of the referred spectral signal ; $ThEx$ is the coefficient of thermal expansion, T_c is the temperature at which the calibration was performed and T is the temperature during the measurement.

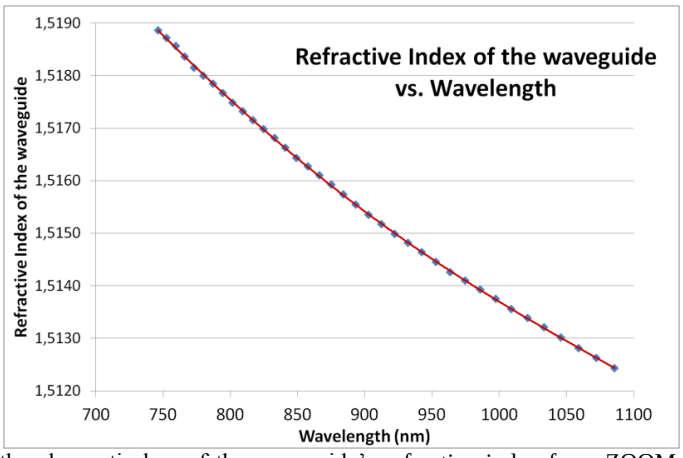


Figure 5. Measurement of the chromatic law of the waveguide's refractive index for a ZOOM Spectra spectrometer : the calibration method gives access to a precision better than 1.10^{-4} on the refractive index value.

The OPD positions x_i are thus chromatically corrected with a quadratic law in wavenumber compared to the wavenumber calibration σ_c, the refractive index of the waveguide is described with a quadratic law compared to the wavenumber calibration σ_c, and the dilatation of the glass is taken into account with the real-time measurement of temperature and its correction compared to the calibration temperature T_c.
The calibration procedures consist in finding as accurately as possible all the parameters mentioned above, assuming that the interferograms measured by sufficiently monochromatic excitations are pure sinusoids.

After determining all the elements, the interferogram I_i is calculated for the OPD positions x_i (see figure 6 top) and then an adapted Fourier-like transform is performed to obtain the correct source spectrum (see figure 6 bottom). This transform takes account of irregularities in the hardware and requires extremely advanced mathematical development. These processing and the spectra visualization are regrouped in a software, called Spectra Resolver, developed by Resolution Spectra Systems. Without all the specific data processing, a direct reconstruction from raw data will not give a reliable spectrum (see figure 7).

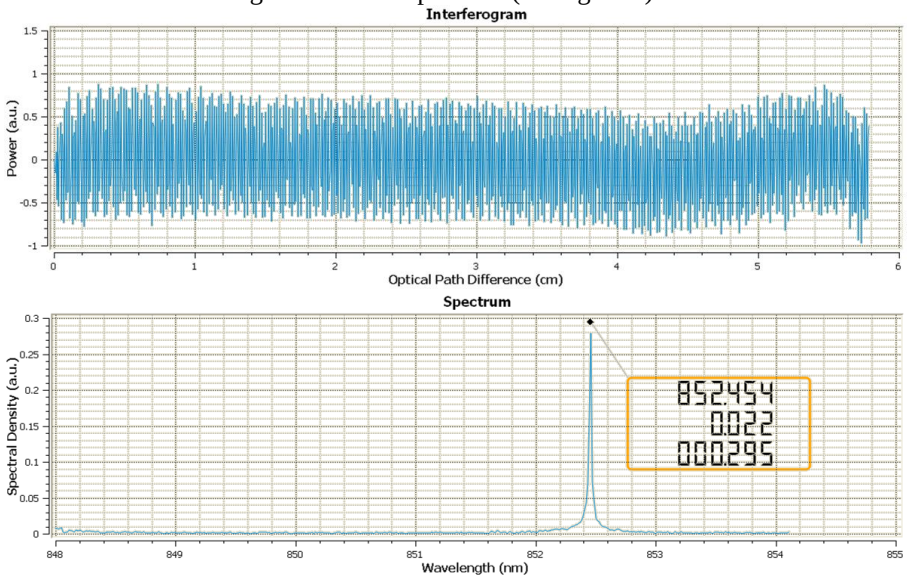


Figure 6. (Top) Interferogram obtained with the ZOOM Spectra on a monochromatic 852 nm DFB laser source. These are the rough data measured by the detector after calibration and processing corrections. (Bottom) Spectrum obtained after specific data processing using the Spectra Resolver software. The absolute wavelength (first line) and spectral FWHM (second line) are given in the box with an accuracy of a few picometers.

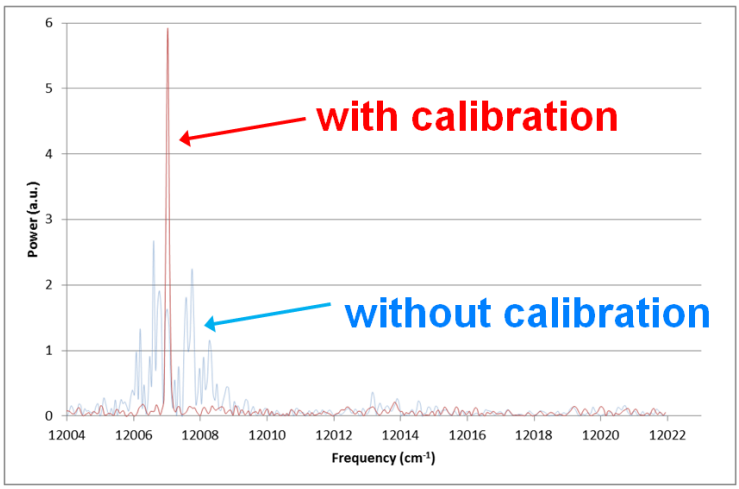


Figure 7. The impact of very accurate calibration and appropriate data processing. (Bold line): the spectrum of an 832 nm monochromatic laser obtained with a calibrated ZOOM Spectra. (Pastel line): the curve obtained based on the same measurement assuming that the device is perfect (without calibration or an algorithm to take into account irregularities in the device).

3. SPECTROSCOPIC PERFORMANCES AND ADVANTAGES

3.1 Spectral bandwidth

Considering the various technological limitations (diffraction limit of nanodots deposition, pixel size of the camera), the minimum distance between two scattering centers does not meet the Shannon sampling criterion: a sub-sampled image of the interference fringes is obtained on the CCD camera.
The SWIFTS spectrometer involves thus an under-sampling of the interferogram and so induces a limitation of the spectral range accessible in one measurement. To avoid aliasing, the Shannon-Nyquist condition implies that the signal can be reconstructed in spectral bands with a width limited to:

$$\Delta\sigma = \frac{1}{4.n_{eff}.\Delta x} \tag{3}$$

where n_{eff} is the refractive index of the waveguide and Δx is the sampling step (i.e. the distance between two detectors).

The ZOOM Spectra spectrometer uses a CCD camera with 2048 14x14 µm pixels. So, assuming a waveguide's refractive index $n_{eff} \approx 1.52$, its bandwidth accessible in one measurement is calculated as:

$$\Delta\sigma \approx 117 \text{ cm}^{-1} \text{ or } \Delta\nu \approx 3500 \text{ GHz}$$

i.e. : $\Delta\lambda \approx 5$ nm @ $\lambda = 630$ nm, $\Delta\lambda \approx 8$ nm @ $\lambda = 850$ nm and $\Delta\lambda \approx 14$ nm @ $\lambda = 1080$ nm

A great improvement over conventional mini-spectrometers is that this spectral band can be observed on the global range 630 – 1080 nm, using the same hardware device. Therefore, the user only has to select the calibrated spectral band in which the spectrum is measured in order to perform the appropriate data processing.
In cases where this limitation needs to be overcome, SWIFTS technology is able to offer the capabilities of a multiplex architecture: the light to be analyzed can be thus coupled in many parallel guides resulting in a larger bandwidth.

To cover such a spectral domain and to achieve almost equivalent high spectral resolution with a grating-based spectrometer, it would be necessary to use more than 5 different devices.
Moreover, the ZOOM Spectra gives immediate high-resolution information on this band. Other systems like monochromators or Optical Spectrum Analyzers (OSA) require several seconds to perform a complete scan ; this sweep time may cause temporal artifacts. With the ZOOM Spectra, there is no trade-off between spectral band, spectral resolution and speed of measurement.

3.2 Spectral resolution

A SWIFTS spectrometer is able to observe fringes of equal contrast to the last sampling element. The resolving power achieved is thus given by the length of the detected apodized interferogram:

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{2.n_{eff}.L}{\lambda} \tag{4}$$

where n_{eff} is the refractive index of the waveguide, λ is the wavelength, $\delta\lambda$ is the resolved wavelength by the spectrometer and L is the waveguide length probed by the local detectors. In a single mode waveguide, the spectral resolution is only limited by the optical length ($n_{eff}.L$). Hence, SWIFTS spectrometer has no intrinsic limitation in spectral resolution.

It should be noted that this advantage is particularly valuable for spectrally narrow sources, since spatial information is distributed across all sampling elements. For sources with large structures, it will be necessary to consider the multiplex architecture of SWIFTS.

With the 2048 14x14 µm pixels of its camera, the ZOOM Spectra spectrometer is thus able to sample the interferogram on L = 2048 * 14 µm ≈ 2.8 cm in air ; so, assuming a waveguide's refractive index around n_{eff} ≈ 1.52, its spectral resolution is calculated as:

$$\delta\sigma \approx 0.1\ \text{cm}^{-1} \text{ or } \delta\nu \approx 3.5\ \text{GHz}$$

$$\text{i.e.: } \delta\lambda \approx 4\ \text{pm and } R \approx 150{,}000\ @\ \lambda = 630\ \text{nm}$$

$$\text{i.e. : } \delta\lambda \approx 14\ \text{pm and } R \approx 80{,}000\ @\ \lambda = 1080\ \text{nm}$$

Three measurements of this performance with a calibrated ZOOM Spectra using Spectra Resolver software are presented in the figure 8. The monochromatic signals are generated by 3 unresolved DFB laser diodes (spectral linewidth FWHM = 2 MHz), so the spectrometer response corresponds to its resolution.

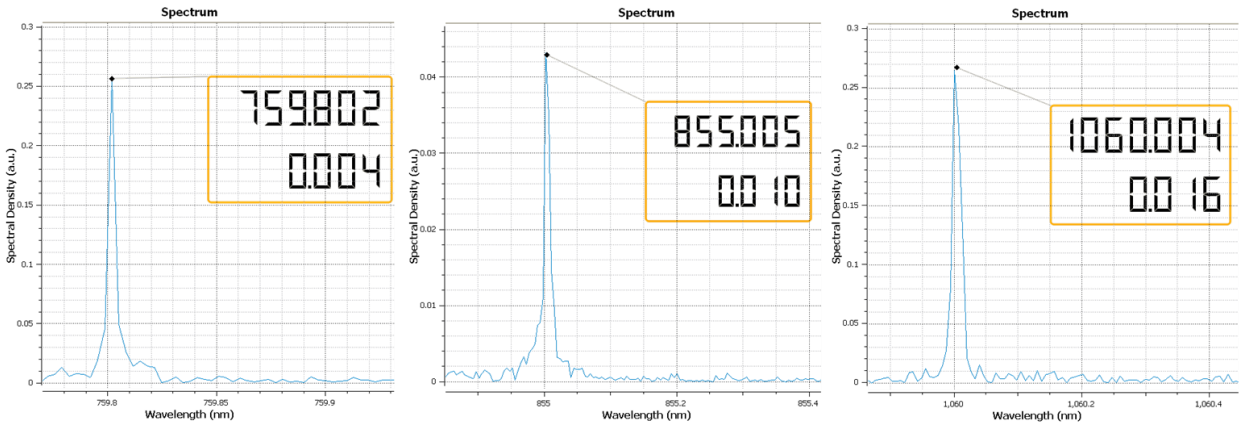


Figure 8. Measurements of single-mode unresolved DFBs at 760 nm (left), 855 nm (center) and 1060 nm (right) at full resolution with a calibrated ZOOM Spectra spectrometer : the values measured are very close to the theoretical ones; the small difference between the two values is the result of spectrometer calibration errors, which will be processed in the near future to harness the full power of the device.

This ultra-high spectral resolution is reached with an optical SWIFTS chip of only 30 mm long (and few mm wide). To access such a resolution performance, other solutions on the market requires complex equipment at least 10 times larger. With SWIFTS technology, the trade-off between performance, miniaturization and robustness is eliminated.

3.3 Absolute accuracy and stability

The accuracy is the degree of closeness of an absolute wavelength measurement to that wavelength's calibrated value.
In the case of the ZOOM Spectra spectrometer, comparisons of absolute wavelengths measurements with a calibrated high-accuracy wavelength-meter show a typical difference less than 0.03 cm^{-1}, i.e. 0.002 nm for a given wavelength[7].
This performance is mainly achieved as a result of temperature calibration being taken into account during data processing.

In comparison with other spectroscopic devices, the ZOOM Spectra gives an advantage on stability measurements with its fully-integrated architecture and a good knowledge of thermal effects.
Finally, the very small fully-integrated component guarantees highly robust wavelength calibration, which can last for a significant period of time and withstand many temperature fluctuations and frequent transportation ; there is no need of regular recalibration as for other systems requiring built-in stabilized lasers or frequent maintenance.

3.4 High-speed and trigger capabilities

With its high-rate CCD camera, the ZOOM Spectra spectrometer can perform measurements at a rate of up to 30,000 spectra per second.
High-rate measurement can be beneficial in different ways. It allows measurement averaging to be performed within a reasonable timeframe, so as to increase the signal-to-noise ratio of the spectrum measurement. High-speed phenomena can be time resolved, like for instance fast start-up or wavelength modification of a laser (see figure 9) ; this is also useful in the case of hopping modes in lasers, which can hop at a high frequency and be identified as competing modes when using a low-rate spectrometer. Another advantage of high-rate measurement is, of course, the ability to trigger high-pulse-rate lasers.

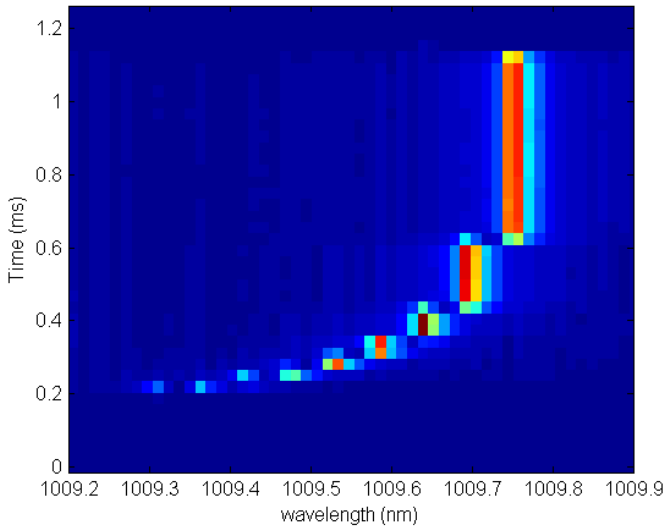


Figure 9. Fast starting of a VECSEL[10] source around 1010 nm : the high-rate capability of the ZOOM Spectra allows to observe the phenomenon that lasts less than 1 millisecond on a 0.5 nm spectral range (Courtesy of A. Garnache et al., Institut d'Electronique du Sud, CNRS UMR5214 / Université Montpellier 2, France).

To measure pulsed lasers or to be synchronized with a specific setup, the ZOOM Spectra includes a trigger system with a comprehensive set of modes. If the laser pulse rate is over the 30 kHz limit, other strategy can be envisaged to enable optimized measurement (using of a pulse generator).
For the analysis of a pulsed source, the trigger allows the measurement of each single pulse, rather than an average of several pulses. The signal-to-noise ratio can be optimized, restricting integration time to the duration of the pulse.

4. A HIGH-PERFORMANCE TOOL FOR LASER CHARACTERIZATION

The ultra-high spectral resolution and high-rate measurement capabilities of the ZOOM Spectra opens new perspectives for the analysis and the control of laser sources, such as DFB, VCSEL, External Cavity laser, Optical Parametric Oscillator (OPO) sources or custom systems.
The absolute accuracy and the spectrometric functions of the ZOOM Spectra make this compact device a **multimode laser wavelength-meter** : it allows to discriminate close modes and to determine their absolute wavelengths with high accuracy and at high-speed, when a standard wavelength-meter can provide true information only for single mode laser.

4.1 High-resolution characterization and monitoring

First obvious application of the spectrometer is the **high-resolution characterization of single-mode and multi-mode lasers** : it facilitates measurements of spectral widths of peaks, spacing between modes up to 4 GHz (see figure 10), and relative spectral density of each mode at high-speed.

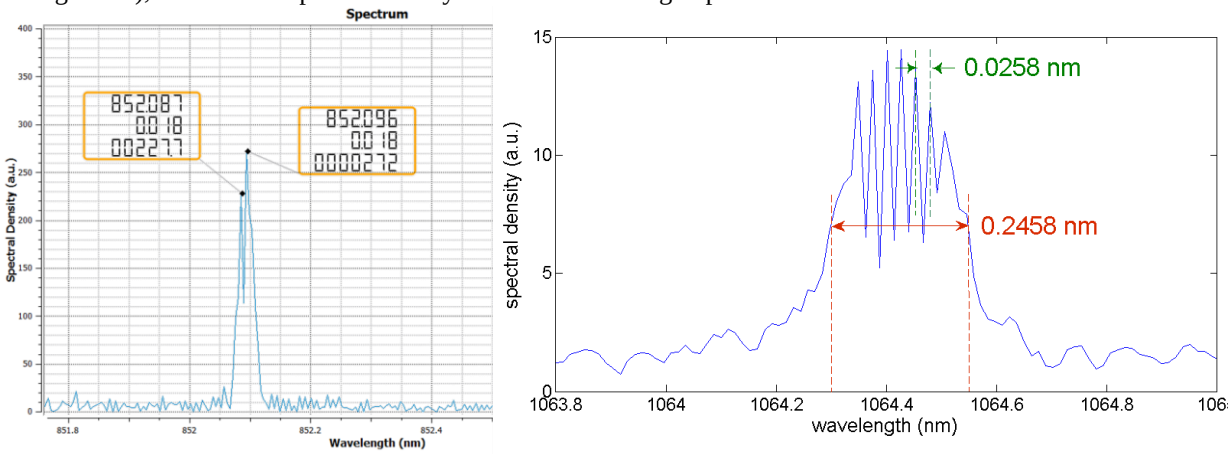


Figure 10. Spectral high-resolution of the ZOOM Spectra: (left) distinction of two 852 nm DFB lasers, spaced less than 0.010 nm (4 GHz) ; (right) Analysis of multimode Nd:YVO4 laser around 1064 nm, with detection of 7 modes spaced less than 0.026 nm (Courtesy of Laboratoire Charles Fabry / Institut d'Optique).

Laser diode operating point search can be controlled immediately, which can be important for applications where the single mode characteristic is decisive, as for example in absorption spectroscopy or in Raman analysis (see figure 11).

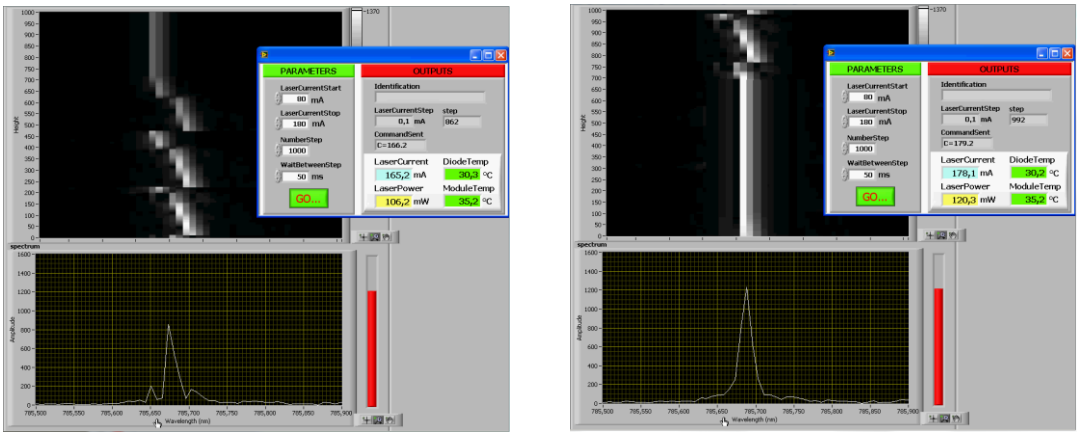


Figure 11. Laser diode operating point search of a 785 nm laser diode used for Raman application : (left) the laser presents different multimode configurations during start-up ; (right) the laser is locked on a single mode.

The ZOOM Spectra helps in control of the **stability of power laser** like Nd-YAG or Nd-YLF. Some applications of these lasers require spectral high-resolution to check side modes or to discriminate generated multi-modes like in phase modulation (see figure 12).

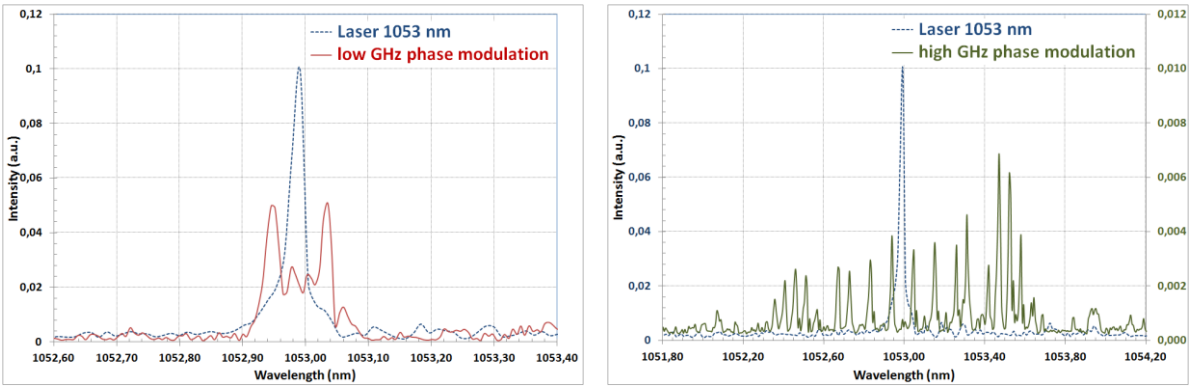


Figure 12. 1053 nm Nd-YLF laser measurement and with low GHz (left) and high GHz (right) phase modulation. The purpose of the phase modulation is to divide the spectral energy density over a broader spectral band than the single-mode laser peak one.

The ZOOM Spectra can be used for detection and temporal **monitoring of laser sources emitting nanosecond pulses** with high repetition rate up to tens of kHz. The major interest of the spectrometer is the ability to visualize the spectrum for an individual pulse even at low energy levels. As described in the figure 13, such triggered measurements were performed on a frequency doubled Optical Parametric Oscillator (OPO) source delivering single frequency 5 ns pulses at 780 nm with a 2 kHz repetition rate. In this set-up, the overall detection spectral bandwidth is limited to tens of GHz due to the Second Harmonic Generation (SHG) spectral acceptance.

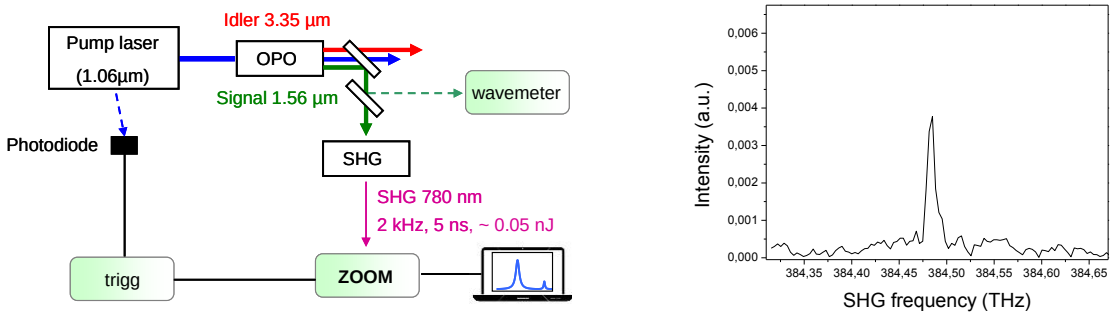


Figure 13. (Left) Experimental set-up used to retrieve the spectrum emitted by a pulsed nanosecond OPO with a 2 kHz repetition rate. A wavemeter is used in parallel of the ZOOM Spectra to monitor the emitted central wavelength. (Right) Example of a single pulse spectrum measured with the ZOOM after frequency doubling (SHG) of the OPO signal (courtesy of ONERA Palaiseau).

Figure 14 shows a timeline of the OPO wavelength measured with a high resolution wavelength-meter in parallel of spectrum measurements with the ZOOM Spectra spectrometer. In this experiment, the OPO is adjusted in order to produce several mode hops distant of 30 GHz after frequency doubling. As can be noted the two timelines concur, and mode hopping were observed by the ZOOM Spectra.

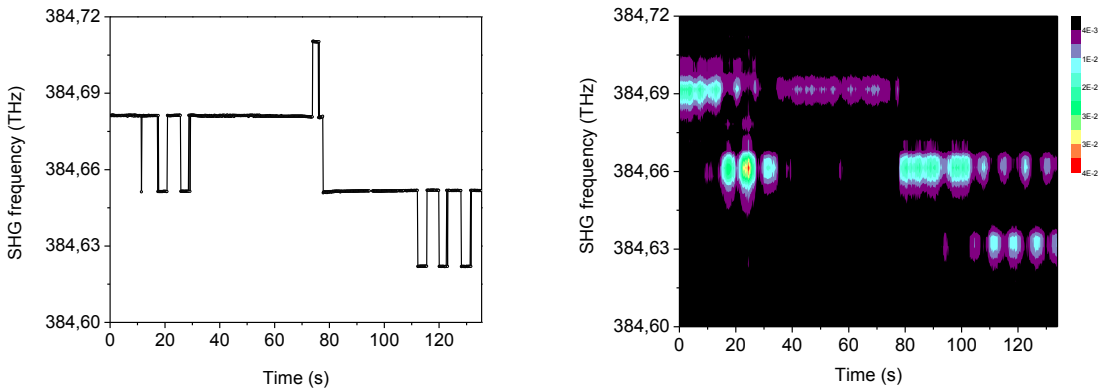


Figure 14. Timeline of the wavelength emitted by the OPO doubled in frequency measured by the wavemeter (left) and full spectrum measured by the ZOOM Spectra (right) for the same integration time (50 ms). The modes are spaced 30 GHz which corresponds to twice (due to the frequency doubling) the Free Spectral Range (FSR) of the OPO.

4.2 Analysis of tunable sources

The spectrometer allows **fast temporal monitoring of tunable laser sources** in function of their parameters (current, temperature, voltage...), in a reasonable time and without temporal artifact contrary to several other technologies.
Spectral mappings of DFB or ECDL sources can be realized in a couple of seconds, providing fast check of their behaviors around mode hopping during wavelength scan (see figures 15 and 16).

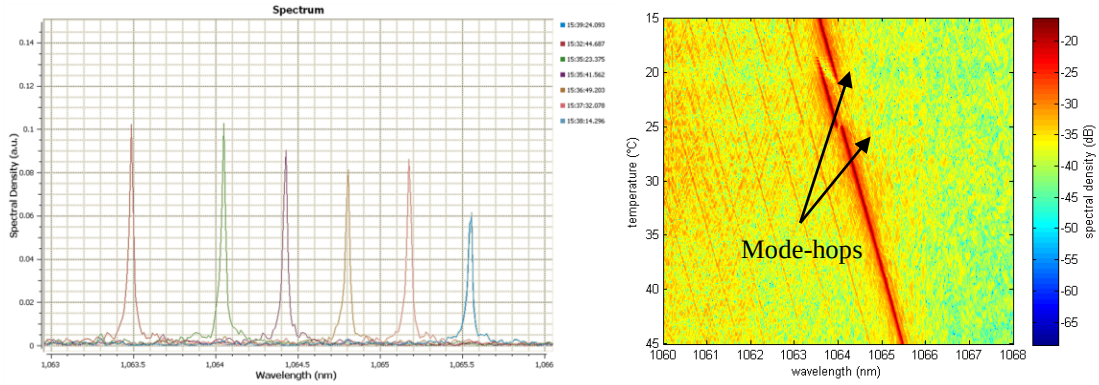


Figure 15. Spectral mapping of 1064 nm DFB laser with temperature scan measured in a few seconds with the ZOOM Spectra spectrometer : 2 mode-hops for 18°C and 25°C temperatures are quickly highlighted.

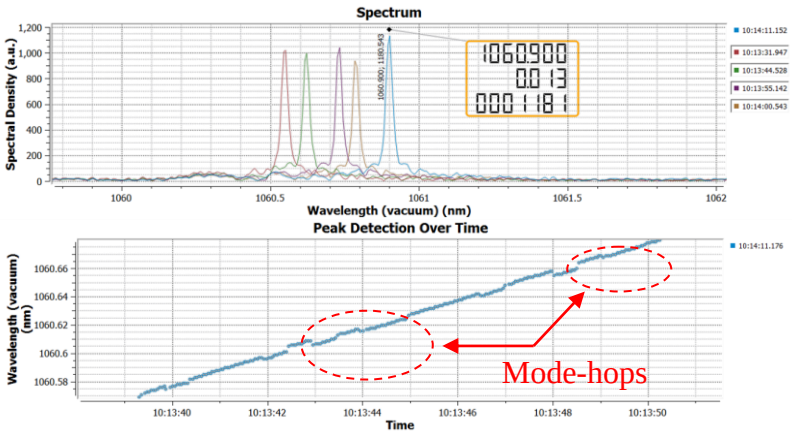


Figure 16. Wavelength scan of 1060 nm External Cavity laser : the peak detection on the high-resolution spectrum allows to follow the accurate wavelength value and to detect several close mode-hops.

Figure 17 presents measurements of the control of two tunable lasers around 1060 nm. The spacing between the two peaks is easily controlled, from several nanometers to very low GHz differences. This capability can be for instance useful for creation and tunability of dual-frequency laser in Terahertz generation[11].

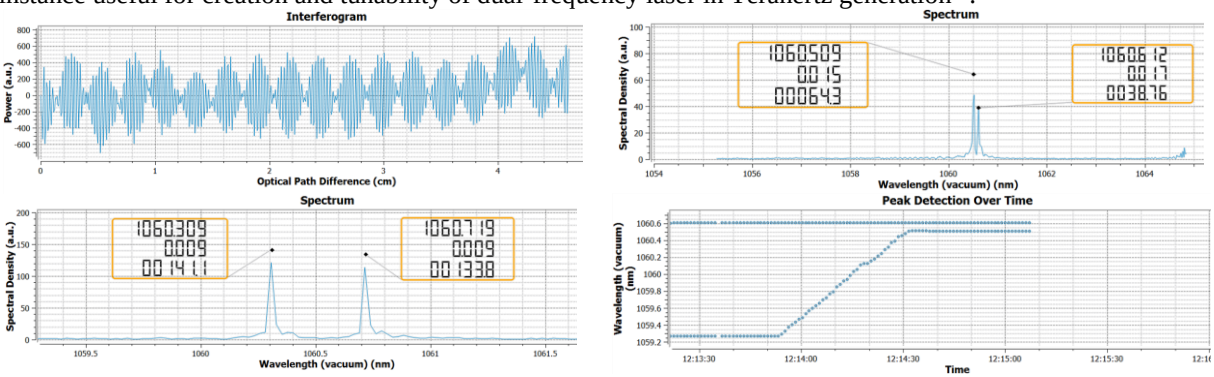


Figure 17. Analysis and control of two tunable lasers around 1060 nm : visualization of the interferogram, the spectra and the peak detection of the two lasers becoming closer from 1.3 nm to 0.1 nm.

4.3 Spectral measurement of VCSELs

Vertical Cavity Surface Emitting Lasers (VCSELs) are single longitudinal-mode, multiple transverse-mode devices. VCSEL is a fantastic technology to implement low cost integrated laser. However, VCSEL are subject to multimode wide spectral shape, high-speed mode hopping, strong sensitivity to the operating point (current, voltage, temperature), temporal instability inducing a difference between instantaneous shape of the optical spectrum and time average shape of the spectrum, and inhomogeneity from batch to batch, wafer to wafer, die to die.

The multimode wavelength meter capability of the ZOOM Spectra is especially valuable for VCSELs analysis that requires fast validation of their behavior over the control parameters (see figure 18).

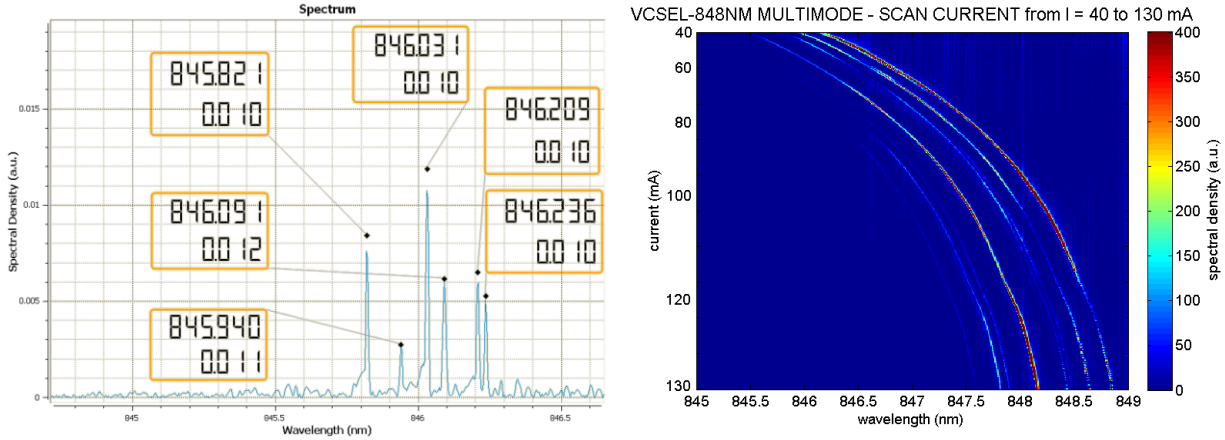


Figure 18. (Left) Spectrum of a multimode VCSEL around 848 nm for a given current, with spectral resolution about 10 pm and an absolute accuracy better than 5 pm. (Right) High-speed spectral and power mapping of the VCSEL with a current scanning performed within a couple of second.

Typical characterizations of multimode VCSELs can rapidly be performed with the ZOOM Spectra (see figure 19), with typical measurements of the equivalent central wavelength λ_c and RMS spectral width $\Delta\lambda_{rms}$ whose formulas (standard TIA-455-127) are:

$$\lambda_c = \frac{\sum_{i=1}^{N} P_i \lambda_i}{\sum_{i=1}^{N} P_i} \quad (5) \qquad \text{and} \qquad \Delta\lambda_{rms} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N} P_i \lambda_i^2}{\sum_{i=1}^{N} P_i} - \lambda_c^2} \quad (6)$$

where P_i are the power of the N peaks with dynamic superior to -20 dB of the maximal peak and λ_i their wavelengths.

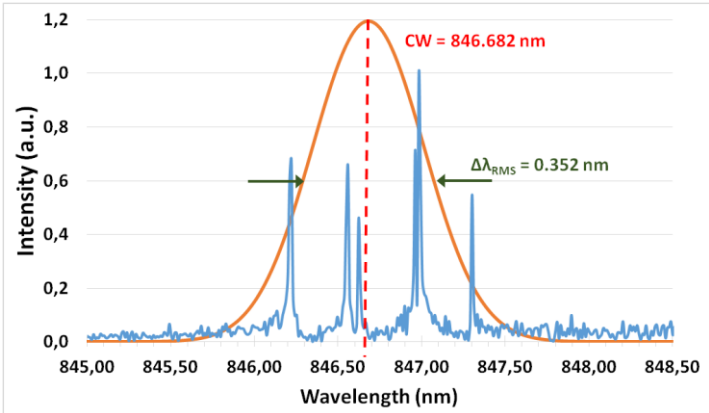


Figure 19. Measurement of a multimode 850 nm VCSEL and characterization of the equivalent central wavelength (λ_c= 846.682 nm) and the equivalent spectral width ($\Delta\lambda_{RMS}$ = 0.352 nm). Special care was taken to scramble the different modes of the fiber.

The linewidth of the measured spectrum is subject to the limitations of the instruments, but it is narrower in the case of the ZOOM Spectra than on standard mini-spectrometer, offering greater accuracy over the entire width of the spectrum.

4.4. SWIFTS for high-precision Bragg interrogators

Fiber Bragg gratings (FBG) are very sensitive sensors easy to integrate. Allied with high resolution spectrometers, these special fibers are very well suited to high-sensitivity measurements of temperature, load, strain, pressure, and / or vibration according to their configurations.
With its high-resolution, SWIFTS technology has thus very promising applications in the field of Fiber Bragg gratings, providing the ability to analyze multiplexed sensors on the same fiber (see figure 20). The field of FBG used with SWIFTS technology will be more deeply developed in a future paper[12].

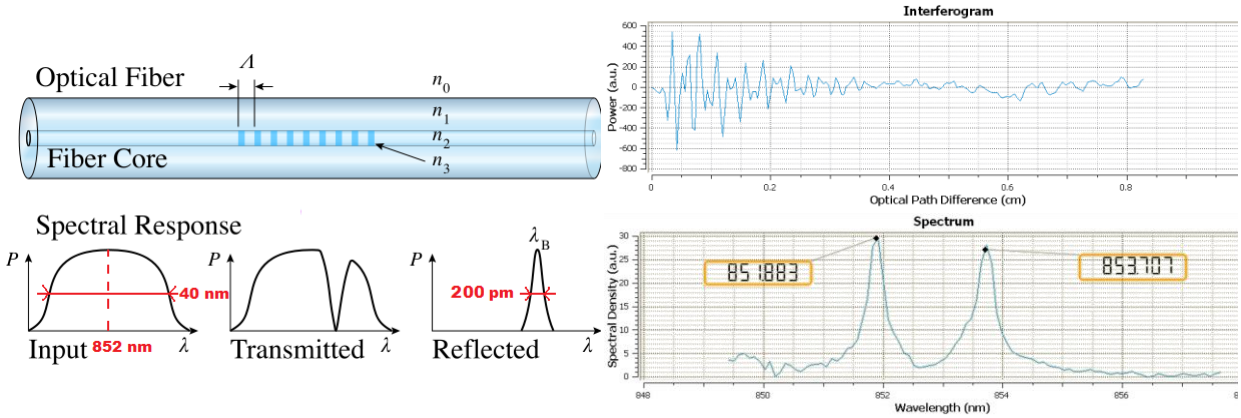


Figure 20. (Left) Bragg sensor principle: the Bragg grating acts as a mirror at a specific wavelength, due to a local sinusoidal modulation of the refractive index of fiber core. (Right) Measurement (interferogram (top) and spectrum (bottom)) of two multiplexed fiber Bragg grating sensors (FWHM of ~ 0.2 nm) in a fiber, with a ZOOM Spectra and an 852 nm SLED. Measurement of temperature and strain with a state-of-the-art degree of accuracy are obtained[7] (temperature measurement accuracy: < 0.3 °C / √Hz ; strain measurement accuracy: < 3 με / √Hz).

Some applications in telecommunications and instrumentation may especially benefit from a grating whose spectral response is maximal in an extremely narrow spectral band, allowing to improve measurement accuracy. Such a response can be obtained by introducing a π–phase-shift into the sinusoidal modulation of the grating index.

High-resolution measurements of π-phase-shifted fiber Bragg grating sensor with the ZOOM Spectra (see figure 21) will allow to determine the temperature or strain with a degree of accuracy more than 10 times higher than that of a standard Bragg sensors system, with temperature measurement accuracy : < 0.02 °C / √Hz and strain measurement accuracy : < 0.2 με / √Hz.

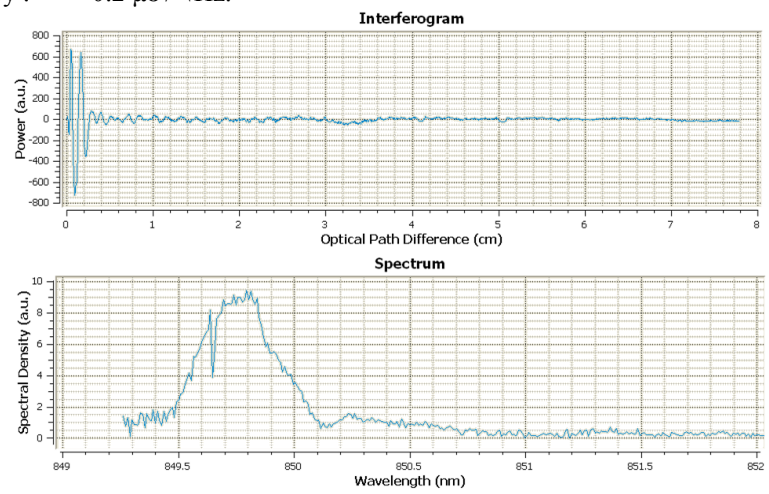


Figure 21. First measurement with a π-phase-shifted fiber Bragg grating sensor (FWHM of 0.3 nm with 20 pm hyperfine line), a ZOOM Spectra and an 852 nm SLED.

5. CONCLUSIONS AND OUTLOOK

The ZOOM Spectra is the first complete implementation of the SWIFTS technology, combining nanotechnologies, guided optics and embedded software. Thus, the calibration of functional devices combined with a high level mathematical treatment results in unique performances. Those performances combined with the simplicity of the spectrometer facilitate the characterization of laser sources used in many fields.

Fast spectral mappings of VCSEL, DFB, OPO or External Cavity lasers can be obtained in a few seconds; they allow to check the global behavior of the sources in function of their parameters, including the existence of hopping modes and the correct suppression of a side mode. It allows new perspectives for high-resolution and high-rate spectroscopic measurements. SWIFTS-based systems also open new possibilities in optical sensing applications like for fiber optic Bragg interrogators. The development of new CMOS imaging sensors displays particularly strong potential for integration, making the spectrometer a highly integrated tool and opening the path for OEM implementation.

In the short term, new hardware developments and contribution of advanced mathematics will allow to increase the performances of SWIFTS-based systems. The multiplex configuration will also enable to cater for areas such as Raman and plasma spectroscopy.

REFERENCES

[1] Le Coarer, E., Blaize, S., Benech, P., Stefanon, I., Morand, A., Le Rondel, G., Leblond, G., Kern, P., Fedeli, J.M., Royer, P., “Wavelength-scale stationary-wave integrated Fourier-transform Spectrometry,” Nature Photonics, 1, 8, 473 – 478 (2007).
[2] Lippmann, G., "Compte Rendus de l’Académie des Sciences (Paris)", 112, 274–275 (1891).
[3] Lippmann, G., "Compte Rendus de l’Académie des Sciences (Paris)", 92-102 (1894).
[4] Ferrand, J., Custillon, G., Kochtcheev, S., Blaize, S., Morand, A., Leblond, G., Benech, P., Royer, P., Kern, P., and Le Coarer, E.,”A SWIFTS operating in visible and near-infrared” Proceedings of SPIE 7010, 701046-7 (2008).
[5] Ferrand, J., Custillon, G., Benech, P., Morand, A., and Le Coarer, E.., “Calibration and data reduction of a stationary wave integrated fourier transform spectrometer (SWIFTS),” in Fourier Transform Spectroscopy , JTuB9, Optical Society of America (2009).
[6] Ferrand, J., Custillon, G., Leblond, G., Thomas, F., Moulin, T., Le Coarer, E., Morand, A., Blaize, S., Gonthiez, T. and Benech, P., "Stationary Wave Integrated Fourier Transform Spectrometer (SWIFTS)", Proc. SPIE 7604, Integrated Optics: Devices, Materials, and Technologies XIV, 760414 (2010).
[7] Bonneville, C., Thomas, F., De Mengin Poirier, M., Le Coarer, E., Benech, P., Gonthiez, T., Morand, A., Coutant, O., Morino, E., Puget, R. and Martin, B., "SWIFTS: a groundbreaking integrated technology for high-performance spectroscopy and optical sensors", Proceedings of SPIE Vol. 8616, 86160M (2013).
[8] Bucci, D., Martin, B. and Morand, A., “Application of the three-dimensional aperiodic Fourier modal method using arc elements in curvilinear coordinates”, JOSA A, Vol. 29 (3), pp. 367-373 (2012).
[9] Arnaud, L., Bruyant, A., Renault, M., Hadjar, Y., Salas-Montiel, R., Apuzzo, A., Lérondel, G., Morand, A., Benech, P., Le Coarer, E. and Blaize, S., "Waveguide-coupled nanowire as an optical antenna", JOSA A, Vol. 30, Issue 11, pp. 2347-2355 (2013).
[10] Laurain, A., Myara, M., Beaudoin, G., Sagnes, I. and Garnache, A., "Multiwatt-power highly-coherent compact single-frequency tunable Vertical-External-Cavity-Surface-Emitting-Semiconductor-Laser," Optics Express 18, pp. 14631 (2010).
[11] Rolland, A., Loas, G., Brunel, M., Frein, L., Vallet, M., and Alouini, M., "Non-linear optoelectronic phase-locked loop for stabilization of opto-millimeter waves: towards a narrow linewidth tunable THz source," Optics Express 19, 17944-17950 (2011).
[12] De Mengin, M., Thomas, F., Coutant, O., and Le Coarer, E., "Stationary-Wave Integrated Fourier-Transform Spectrometer gives new performances for Bragg sensors" (under publication).

Annexe B :

First Results in Near and Mid IR Lithium Niobate based Integrated Optics Interferometer based on SWIFTS-Lippmann concept

F. Thomas, S. Heidmann, M. de Mengin, N. Courjal, G. Ulliac, A. Morand, P. Benech, E. Le Coarer and G. Martin

***Abstract*—High resolution spectrometers are nowadays achievable in compact devices using integrated optics. The approach developed here consists in obtaining a static interferogram by means of a Fresnel reflection at the waveguide output (Lippmann interference between forward and backward beams) and then sample the fringes by periodically etching the waveguide with transverse nano-grooves, that will collect a negligible part of the flux. We present the first Swifts-Lippmann interferometer in the near and mid-infrared, thanks to high form factor grooves obtained by focused ion beam in lithium niobate, which opens the way to electro-optic modulation of the interferogram and thus, sampling on-chip, without any moving part. Possible applications are high resolution spectroscopy and accurate measurement of effective refractive index of a waveguide. A measurement of the effective group refractive index of the guided mode is presented.**

***Index Terms*—Integrated Optics, Interferometry, Optical Waveguides, Spectroscopy.**

I. INTRODUCTION

High resolution integrated spectrometers are an active field of research, thanks to progress in microtechnologies and materials research, aiming at miniaturization and access to different spectral windows [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7]. This paper presents the developments of SWIFTS-Lippmann interferometer based on lithium niobate (LN) waveguides. SWIFTS is the acronym for Stationary Wave Integrated Fourier Transform Spectrometer [8], where a high resolution integrated optics spectrometer can be obtained by periodically sampling the stationary wave obtained by superposition of direct and backward guided optic beams, using evanescent out-coupling thanks to nanodots or dielectric discontinuities periodically distributed along the surface of a waveguide [9]. First demonstrators were based on SWIFTS-Gabor systems, where the interferogram is obtained by splitting the incident beam in two equal parts (using a Y-junction) and then injecting each of the arms at opposite sides of a channel waveguide [10-11]. Here, we present the first results on SWIFTS-Lippmann concept, where the stationary wave is obtained by superposition of direct and backward guided beams, the last being obtained by reflection at the output of the channel waveguide, without the need of reflecting mirrors, thanks to the Fresnel reflection obtained in high index LN waveguides. In order to sample the stationary wave, instead of using nanodots of gold sputtered on the surface, we use Focused Ion Beam technology (FIB) to realize high form factor grooves perpendicular to the waveguide and use the diffused energy to sample the optical field. Here we present the realization of high form factor FIB grooves in a LN channel waveguide, its near- and mid-infrared characterization and the application to measurement of effective refractive index of the waveguide and high resolution spectroscopy [9]. The use of an electro-optical material such as LN opens the way to internally scan the fringes under the grooves in order to improve sampling, or shift the wide-band interferogram towards the desired sampling region (i.e. avoiding bad sampling centers) by using a phase modulation stage prior to the Lippmann interference, but integrated on the same chip. Such a system would not need any moving part, which simplifies the instrumental concept, in particular for spatial applications devoted to atmospheric spectroscopy [1,3].

II. THEORETICAL MODEL

Let us consider the following geometry:

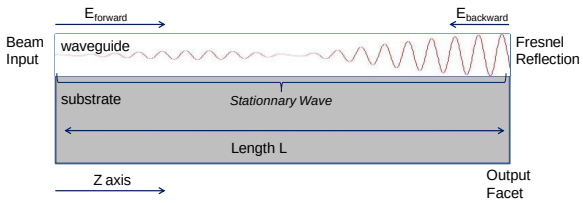


Fig. 1 : Scheme of the Lippmann superposition principle, applied to an optical waveguide.

The input optical field ($E_{forward}$), can be expressed as a function of the initial amplitude E_0 and phase ϕ_1, the wavelength λ and the effective index of the waveguide mode n_{eff} as :

$$E_{forward}(z) = E_0 e^{i\left(\phi_1 + \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} z\right)} e^{-\alpha z} \quad (1)$$

, where z is the longitudinal direction and α represents the amplitude propagation losses (that will be neglected due to the reduced length under study). The reflected optical field ($E_{backward}$), obtained by simple Fresnel reflection at the output facet of the waveguide, can be expressed as a function of the reflectivity R and the length of the waveguide L:

$$E_{backward}(z) = E_0 \sqrt{R} e^{i\left(\phi_1 - \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff}(z-2L)\right)} e^{-\alpha(2L-z)} \quad (2)$$

In a SWIFTS-Lippmann configuration, the superposition of forward and backward reflected beams in a channel waveguide results in a stationary wave, which intensity distribution can be expressed by:

$$I(\lambda, z) = I_0 \left[1 + R\,\mathrm{e}^{-4\alpha(L-z)} - 2\sqrt{R}\,\mathrm{e}^{-2\alpha(L-z)} \cos\left[\frac{2\pi}{\lambda} n_{eff}(\lambda) 2(z-L)\right]\right] \mathrm{e}^{-\alpha z}$$

(3)

Where the reflexion intensity coefficient of LN waveguide/air interface at a given wavelength, is assumed to be:

$$R = \left[\left(n_{eff} - 1\right) / \left(n_{eff} + 1\right)\right]^2 \quad (4)$$

Thus, the period of the static interferogram is given by $i=\lambda/2n_{eff}$. In order to sample correctly the stationary wave, in the near-IR (resp. mid-IR), one would need at least $\Lambda=\lambda/8n_{eff}$=50nm distance between diffusion grooves (resp. 0.2µm at λ=3.5µm), which is not feasible using Focused Ion Beam technologies. Note moreover that even if this low value was technologically achievable, the diffraction law will not be respected as the ratio λ/Λ is too high. Instead of trying to obtain a diffraction grating-like response, we observe that at a fixed position z (i.e. at a given diffusion center) the intensity of the radiated signal oscillates with wavelength. Indeed, if z is considered constant on eq.3 and replacing the wavelength by the wavenumber ($\lambda=1/\sigma$), we can show that there's an intensity maximum for every wavenumber σ_{MAX} that satisfies:

$$2\pi\sigma n_{eff}\, 2\left(z-L\right) = m \cdot 2\pi \Rightarrow \sigma_{MAX} = m \cdot \frac{1}{2n_{eff}(z-L)}$$

(5)

, with m an integer.

Thus, by scanning the wavelength of the optical source while observing the same z position on the waveguide, we will obtain intensity oscillations. The frequency (in μm^{-1}) between two consecutive intensity maxima is given by:

$$\Sigma = \frac{\Lambda}{\lambda^2} = \sigma_{m+1} - \sigma_m = \frac{1}{2n_{g,eff}(z-L)} \quad (6)$$

, where (z-L) is the distance in µm to the waveguide output facet and we introduce the group index, $n_g=n-\lambda dn/d\lambda$, to take dispersion into account.

Equation (6) shows that the period of the signal radiated by one diffusion center is inversely proportional to its distance to the waveguide output, where forward and backward beam start overlapping. Thus, by measuring the period of the fringes at different (but very close) wavelengths at a given position z, one can recover the effective group refractive index of the waveguide.

As an example, while scanning the wavelength of signal injected in the waveguide around λ=0.85µm, assuming $n_{g,eff}$=2.255 from Sellmeier equations for bulk LN, we should observe a signal that reaches a maximum every $\Lambda\approx$1nm (i.e. $\Sigma=1.29\cdot10^{-6}nm^{-1}$), if we sample the stationary wave at a distance (z-L)=172µm from the edge. If we go further away from the waveguide output, (z-L) increases and the period between intensity maxima will be shorter, eventually below the optical source scanning step, and we will undersample the signal. In this work, we have used a minimum wavelength sampling step of 0.1nm and focused on the first 27 diffusion centers (due to the limited field of view of our set-up). Note that we are not trying to sample the $\lambda/2n_{eff}$ static interferogram at a fixed wavelength, but rather to study the radiated signal at some specific sampling centers, the firsts having a particular period, given by eq. (6), as we scan the wavelength.

III. SIMULATIONS

To access to the light confined in the waveguide, a groove is etched in the waveguide to sample the stationary wave. The interaction of the light with this groove was simulated using a home made 2D full vectorial method AFMM (Aperiodic Fourier Modal Method) [12, 13] or more known with the name RCWA (Rigorous Coupled Wave Analysis) [14]. The structure simulated is represented by a cascade of stacks along the propagation axis. Each stack is composed by a specific multilayer in the transversal axis finished by PMLs (Perfect Matching Layers) at each side. The transversal refractive index profile, the electric and the magnetic fields are represented by Fourier series which allow solving in each stack the

Maxwell equations by means of algebraic matrix calculations. Propagation modes are calculated separately for each stack (via eigenvalues and eigenvectors). Then applying the field continuity at each stack interface and a scattering matrix approach, the field propagation is calculated issued from a specific excitation. This method is well adapted to calculate with accuracy scattering problems in photonic structures [15] with media characterized by complex refractive index [16].

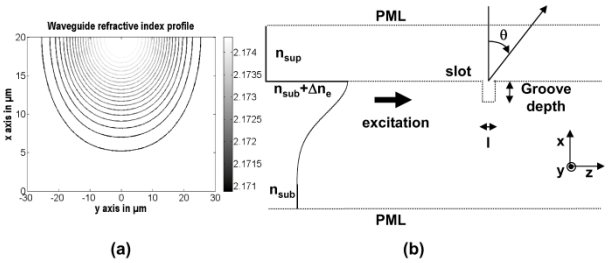


Fig. 2: a) 2D Waveguide refractive index profile. b) modelized structure (Δx=8.48µm, n_{sup}=1, n_{sub}=2.1707 and Δn_e=4.2.10^{-3} at λ=850nm and Δn_e=3.5.10^{-3} at λ=3390nm)

The structure to simulate is composed of a gradient index waveguide (Ti:$LiNbO_3$) surrounded by a substrate ($LiNbO_3$) and the superstrate (air). The 2D waveguide profile is shown in the figure 2a. The width of the slot is larger that the width of the waveguide. In this case, the scattering effect in the y direction is considered negligible. So only the propagation in the plane (xz) is simulated in order to observe the radiated light in the superstrate and in the substrate. For that, the effective index method is applied to go from a 2D profile (xy) to 1D profile (x) as shown in figure 2b where this waveguide is etched by a groove. The gradient index profile in the x direction follows the following function:

$$n(x) = n_{sub} + \Delta n_e \exp\left(-x^2 / \Delta x^2\right) \qquad (7)$$

, where Δx is the diffusion depth and x takes its origin at the superstrate/substrate interface.

The realized waveguide has a single mode operation at the wavelength 3.39µm as we are aiming at mid-IR spectroscopy applications. Nevertheless, in this paper this waveguide has been also tested at the wavelength 0.85µm and becomes multimode (5 modes). The effective refractive indices and their field distribution, calculated using the Galerkin scalar method [17], are presented in figure 3:

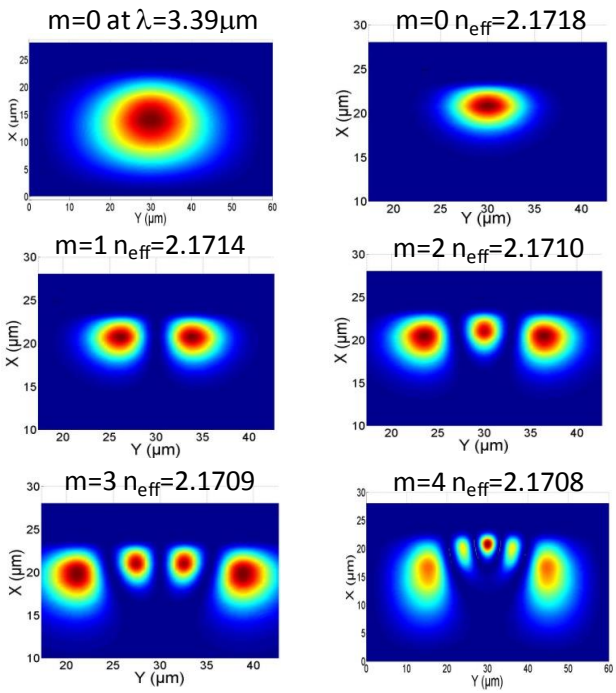


Fig. 3: Upper left: Fundamental mode at λ=3.39µm. All other figures represent the mode field distributions and effective indices of the 5 modes expected in the Ti:diff structures shown in fig.2a, at λ=0.85µm.

Let us note that two vertical modes $TM_{0,1}$ and $TM_{1,1}$ were also obtained in the calculation, but their effective refractive index being below the substrate index, they are not expected to be guided and were indeed not observed using mode imaging characterization set-up in the near IR. As seen in figure 3, high order modes have effective indices close to the substrate (n_{sub}=2.1707) and large dimensions (>20µm), larger than the width of the diffusion groove (26µm wide). It is thus assumed that the fundamental mode is going to be chosen to excite the waveguide at the left side using only the TE polarization state (E_y, H_x and H_z). Then from the reflected fundamental mode calculus in the left side and the transmitted fundamental mode calculus in the right side are deduced respectively the reflection and transmission coefficients (R and T). As all media are considered lossless, the total radiated normalized power Rad is obtained from the following relation Rad = 1 - T - R. Moreover, from the spatial field calculated, the radiated diagram is obtained. For that, from two field lines along the z propagation axis (above and under the waveguide), the radiated power evolution in function of the angle is plotted. To do this, the excited mode is subtracted in order to take in account only the radiated field. Finally, integrating successively the radiated power in the substrate and then in the superstrate, the proportion of the light scattered in the air can be calculated.

A. Energy Extraction

In order to simulate the extracted energy from the waveguide, the total scattering energy (substrate +

superstrate) of different groove depths is simulated, assuming λ=850nm and length of the groove l=170nm. As seen in figure 4, in order to have at least 0.2% extracted, we need, h>500nm. The part of field at the level of the slot is weak compared to all the intensity carried in the waveguide. As the second mode is less confined in the waveguide, its radiated power is lower compared to the fundamental mode. By increasing the wavelength towards mid-IR, we expect a large decrease of the radiated power due to the same effect relied to the size of the mode in the waveguide (the mode becomes larger, for a constant dimension of the diffusion center, so energy extraction decreases).

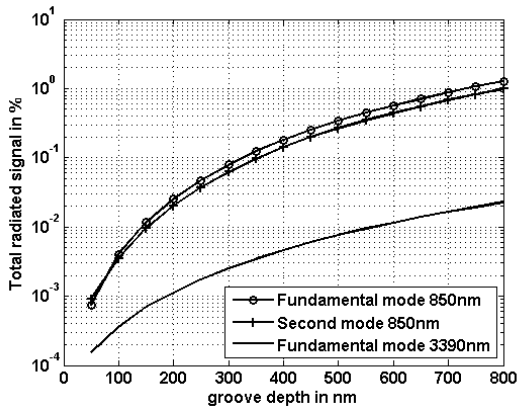
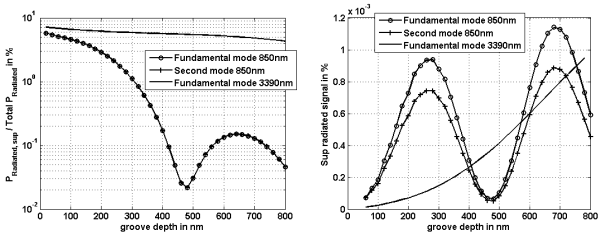


Fig. 4: Percent of total radiated signal by the slot as a function of the groove depth.

Then, the balance between superstrate (to the air) and substrate (to the bulk) radiation evolves as:



(a) (b)

Fig. 5 : (a) Ratio of radiated power in the superstrate over the total radiated power as a function of groove depth for λ=850nm and λ=3390nm. Note that the fundamental and second mode at 850nm appear superimposed in this figure. (b) Radiated power in the superstrate as a function of groove depth at the two wavelengths.

Only a small part of the total signal is radiated in the superstrate. Nearly all the diffracted energy goes to the substrate. Due to interference phenomena in the groove, some depths are at maximum (here 270nm, 700nm) and others at minimum (here, 470nm). As we have to go above h=500nm in order to get at least 0.2% of the total flux out of the waveguide (see fig.3), we will target h=700nm. Combined to the part radiated in the superstrate, only 0.001% of the flux goes on the detector. Each time, the radiation part is in favor to the fundamental mode. So due to the fundamental fiber symmetry mode and this previous advantage, we assume that the majority of the field will be coupled in the fundamental waveguide mode if the fiber is well aligned in front of the input waveguide. In the MIR wavelength domain, for this groove depth, the slot is seen as a very small perturbation inducing a small evolution of radiated signal part in the superstrate. A longer slot is necessary to observe the same interference phenomena shown at the wavelength 850nm. For the target slot depth, the radiated power in the superstrate is relatively close in the NIR and in the MIR domain.

B. Directivity of the Radiated Flux

Depending of the geometrical characteristics of the groove (depth, length), the emission direction can vary dramatically. However, for h around 650nm, we can keep this radiation mostly directed towards the observer, contrary to what happens with substrate radiation.

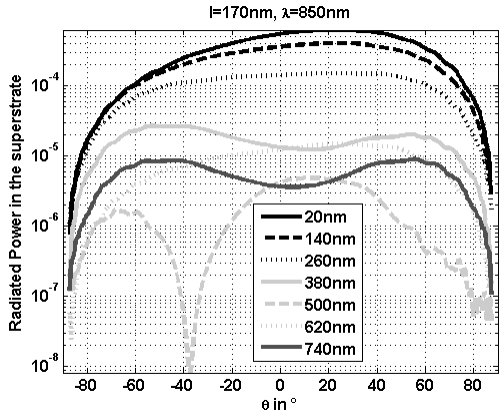


Fig. 6: Polar Graph showing angular distribution of superstrate diffraction (λ=850nm, groove length l=170nm and different groove depths=600nm)

Let us note that the simulations also show a very weak dependence of radiated intensity with wavelength, obtaining less than 2% reduction on radiated flux as wavelength increases from 828nm to 833nm. If this waveguide is used at a MIR wavelength, the waveguide will be single mode. The fundamental mode will be less confined and larger than the fundamental one in the NIR domain. The shape of the radiated diagram is then close to the shorter slot studied at the wavelength 850 nm.

IV. WAVEGUIDE AND GROOVE FABRICATION

We firstly produced the optical waveguides for X-cut $LiNbO_3$ wafers, through diffusion of 180-nm thick 12 µm wide ribs of titanium at 1030°C for 50 hours. Then, we realized the grooves, perpendicular to the waveguide direction, by Focused Ion Beam. As discussed above, we will target a groove depth of h=700nm, noting also that at higher wavelengths, in the mid-infrared, fundamental mode of the single mode waveguide is several microns depth, so that sampling the field becomes difficult. We have thus chosen an experimental approach where the optical field is

sampled thanks to very high form factor grooves. The FIB grooves where realized at FEMTO-ST Beam (FIB Dual Beam FEI Helios 600i) in four hours with a probe current of 24 pA, a step size of 12nm, and a dwell-time of 0.1 ms. We realized 50 grooves, 170nm long, 26µm wide, 633nm deep, with a period of 10µm, giving a total sampling length of 500µm. The first groove is 11.18µm far from the waveguide edge.

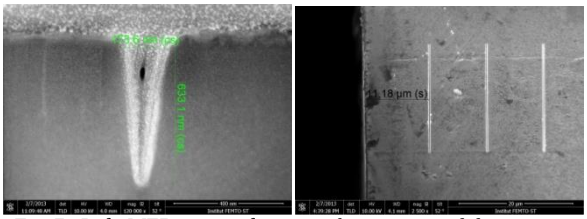


Fig. 7 : Left: MEB image of groove, showing typical dimensions (170nm long, 633nm depth). Right: Periodicity of the grooves and distance from the edge. Grooves are 26µm wide.

V. EXPERIMENTAL SET-UP

The purpose of the manipulation is to obtain and characterize the interference phenomenon in the SWIFTS-Lippmann component in the near infrared. We use a spectrally-unresolved single-mode tunable source to scan a monochromatic signal over a wide spectral range. For each step of spectral sampling, an image of the global interferogram is recorded via a CCD camera mounted on a microscope.

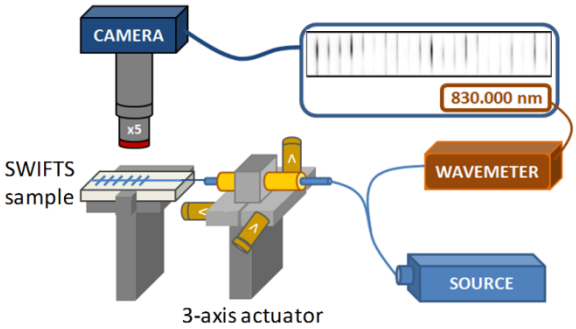


Fig. 8: Experimental set-up to observe interference phenomena above the SWIFTS sample surface.

For the fiber injection, we developed a motorized setup : a 3-axis positioning system, using Newport NanoPZ ultra-high resolution actuators, ensures a precise 3-axis injection of a flat-cleaved single-mode fiber (Thorlabs P1-830A-FC-1 ; NA 0.12 ; mode field diameter 5.6 microns at 830 nm) into the optical waveguide. Settings and observations of the optical chip are made through a Mitutuyo VMU L4 microscope, with an objective of x5 magnification. This allows to resolve and observe the diffusion of the 25 first grooves on a SBIG ST3200-ME CCD camera.

To generate the composite image of the SWIFTS component's monochromatic responses, the source used is a motorized tunable Littman/Metcalf laser system Sacher Lion TEC-520-0830, which is an external cavity diode laser that can scan from 805 nm to 845 nm, showing a 500 kHz linewidth. The signal is injected into a Y fiber junction supplying in parallel the optical waveguide and a HighFinesse WS6-600 wavemeter (600 MHz absolute precision) as a reference wavelength. The assembly is aligned to observe the first 27 grooves from the output air-waveguide interface.

VI. RESULTS AND DISCUSSION

A. *Expected Resolution*

With the obtained values for the sampling region, the expected results for spectral window and spectral resolution are [8] $\Delta\sigma=1/(4.n_{eff}.\Delta L)$ and $S.R.=2n_{eff}L/\lambda$, where ΔL is the distance between sampling centers and L is the length of the sampling region. As the distance between sampling grooves is $\Delta L=10\mu m$ and $n_{eff}=2.17$, the spectral window is then $\Delta\sigma=0.0115\mu m^{-1}$ ($\Delta\lambda=8nm$ at $\lambda=0.85\mu m$). With $L=500\mu m$ and $\lambda=0.85\mu m$, we expect S.R.=2552, which is insufficient to resolve the Sacher Laser Diode linewidth (500 kHz), but gives an idea of the spectral resolution we can obtain in this simple device. Experimentally, spectral resolution studies were not successful in this sample due to the difficulty to calibrate the position and chromatic characteristics of each individual sampling center. Indeed, in order to recover the emission peak, it's compulsory to have nanometer accuracy in the position of each sampling groove. Moreover, chromatic efficiency and photometry of each center must be calibrated, in order to normalize the response of each sample with respect to those of the other, for each wavelength. These calibration procedures, as recently presented in [18], are necessary to perform a suitable Fourier-like transform which considers the irregular and the under sampling of the interferogram, because of precision and homogeneity limitations in the grooves' fabrication. This was out of the scope of this work, since we are only validating the sampling using nanogrooves etched on the waveguide and its possible application to mid-IR. The measured data do not allow access to necessary precision, with poor sampling of the stationary wave. Indeed, the period of the stationary wave is $\lambda/2n_{eff}$ = 195nm for λ= 0.85µm, similar to the length of the groove (l= 170nm). The sampling of one complete fringe on the first center would require a minimal wavelength tuning of $\Delta\sigma=1/(2.n_{eff}.\Delta L)$= 230 cm^{-1} (i.e. 16 nm for $\lambda=0.85\mu m$). Finally, the good sampling of the last center would need $\Delta\sigma=1/(8.n_{eff}.L)$= 1 cm^{-1} (i.e. 0.08 nm for λ= 0.85µm) to respect the Nyquist-Shannon criteria.

B. *Near IR (using a tunable source)*

Using a Sacher tunable source, we scanned the wavelength from 825 to 833nm with 0.1nm step, while observing the signal diffracted by the grooves (see Fig.9).

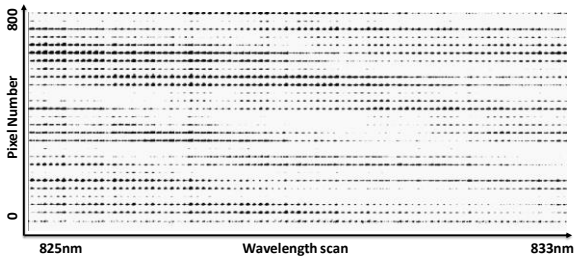


Fig. 9: Global sampling image. Vertical: pixel number of the CCD camera, with Pixel No. 0 close to waveguide output. Horizontal: wavelength scan (0.1 nm step).

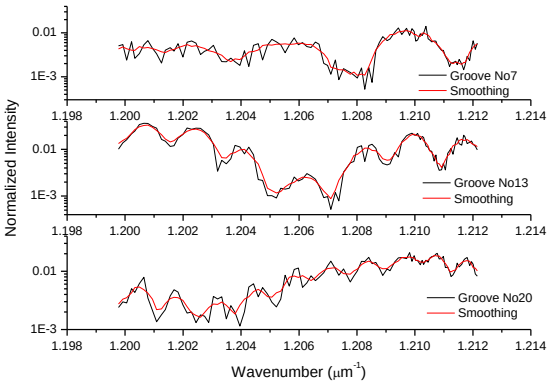


Fig. 10: Normalized intensity diffused by different grooves (up): groove no. 7, 81μm far from edge; (middle) : groove no. 13, 141μm far, and (bottom): groove no. 20, 211μm far from edge.

As given by eq. (5), at a given position z (i.e. observing the light diffused by a given groove), the intensity oscillation varies more and more rapidly as we move away from the waveguide edge (as z-L increases). In Fig. 10 we present this feature for three different sampling centers. Studying the first 27 grooves (in practice, only six of them, presenting an efficient energy extraction), we obtain the period of the sampled signal for different sampling centers as a function of their distance to the edge and can extract the effective group refractive index of the fundamental mode of the waveguide (see Fig. 11).

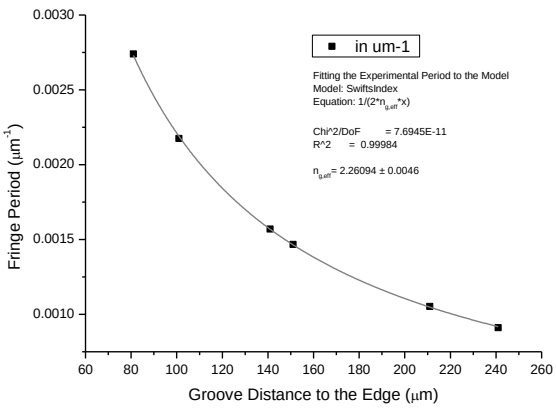


Fig. 11: Evolution of sampled intensity period as a function of groove distance to the waveguide edge (output).

From the fitting we obtain an effective group refractive index of the fundamental mode $n_{g,eff}$(exp)= 2.261 +/- 0.005, at a central wavelength of 829nm. This result is in agreement with the theoretical group index for extraordinary axis in bulk $LiNbO_3$, $n_{g,eff}$(theo)=2.255 at λ=829nm, and slightly above this value, as expected for the waveguide where Δn_e=0.0042.

A. *Mid-IR (3.39μm fixed wavelength laser source)*

Using a fixed wavelength HeNe 3.39μm laser, we were able to obtain the first mid-IR single mode fringes in a Swifts-Lippmann device (see fig. 12), using the same waveguide and grooves. The periodicity of the signal corresponds to the expected values, showing that the depth of the grooves is well adapted for sampling deeply buried modes (i.e. high wavelengths), as shown in Fig. 5.

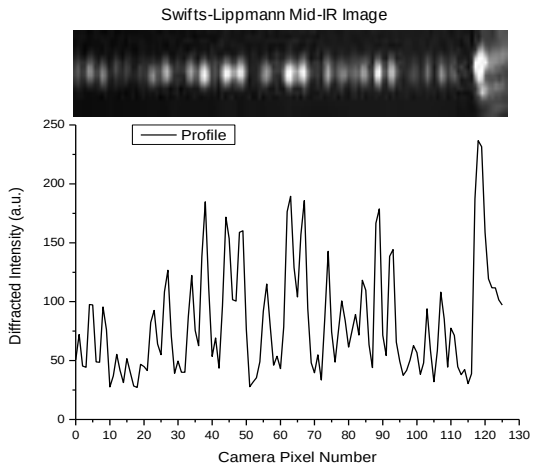


Fig. 12 : (Up) mid-infrared image of the Swifts-Lippmann stationary wave in the channel waveguide. (Down) Longitudinal intensity profile.

VII. CONCLUSION

We have obtained single mode mid-infrared waveguides by Ti:diffusion, and used the Fresnel reflection at the waveguide output to realize the first mid-infrared SWIFTS-Lippmann device. In order to sample the stationary wave, we have realized high form factor grooves by Focused Ion Beam and have demonstrated the good signal extraction in the near and mid infrared. From the measurements in the near infrared, we were able to recover the effective group refractive index of the channel waveguide at 829 nm, obtaining an accuracy of 0.005 on the value. With this device, we are in principle able to reach a spectral resolution of S.R.>2500, opening the way for high resolution active interferometers thanks to the electro-optical properties of lithium niobate.

VIII. PERSPECTIVES

The realization of SWIFTS-Lippmann waveguides in Lithium Niobate opens the way to electro-optic devices where external optical path delay scan could be replaced by internal phase-modulation using electro-optic effect. Indeed, the main limitation of the device is that in order to sample a wideband interferogram one would need typically sampling centers at 50nm separation, which is not technologically feasible. Instead, using micron-spaced sampling centers, the alternative will consist on scanning the wide band fringes under the sampling center by changing the refractive index of the waveguide using the Pockels effect in $LiNbO_3$. Here, a typical Y-junction can be designed, where the optical phase in the arms of the junction can be controlled using electrodes, and the wide band fringe can be scanned over the length of the Y common output, in order to be sampled by the grooves. Let us also note that this will allow to sample the entire wide band interferogram, whereas in passive Swifts-Lippmann devices, only one half of the wide band fringes can be sampled, as the wide band interferogram is centered on the output facet of the waveguide (as shown in Fig. 1). The future work will address the implementation of electro-optic phase modulation in order to shift the wide-band interferogram under the sampling grooves and recover the source emission spectrum and check the effective spectral resolution. A second research effort will focus on different possibilities for gluing a detector close to the waveguide, in particular at the backside of the substrate, where most of the flux is radiated, in order to be close to the grooves, improve compacity and obtain directly the diffracted signal without the need of imaging optics. Again, as pixel pitch is typically of the order of several microns, increasing the sampling centers density is not the good approach to increase resolution, as a single pixel would then recover the signal from different grooves.

ACKNOWLEDGMENTS

We would like to acknowledge the Agence Nationale de la Recherche, ANR JC09-507107 for funding the realization of the waveguides in this project.

REFERENCES

S. Rommeluere, N. Guerineau, J. Deschamps, E. De Borniol, A. Million, J.-P. Chamonal, and G. Destefanis, “Microspectrometer on a chip (MICROSPOC) : first demonstration on a 320x240 LWIR HgCdTe focal plane array”, *Proceedings of SPIE*, 5406, pp. 170-177, 2004.

R.F. Wolffenbuttel, “MEMS-based optical mini and microspectrometers for the visible and infrared spectral range” *J. Micromech. Microeng*. 15, Issue7, S145-S152, 2005.

J. Bland-Hawthorn, A. Horton “Instruments without optics: an integrated photonic spectrograph” *Proceedings of SPIE*, 6269, 62690N-1-14, 2006.

M. Froggatt and T. Erdogan “All fiber wavemeter and Fourier-transform spectrometer” *Opt. Lett.*, 24, Issue 14, 942-944, 1999.

D. Knipp, H. Stiebig, S.R. Bhalotra, E. Bunte, H.L. Kung, D.A.B. Miller, “Silicon based micro-Fourier Spectrometer” *IEEE Trans. On Electron Devices* 52 (3), pp. 419-426, 2005.

P. Cheben, J. H. Schmid, A. Delâge, A. Densmore, S. Janz, B. Lamontagne, J. Lapointe, E. Post, P. Waldron, and D.-X. Xu, “A high Resolution silicon on insulator arrayed waveguide grating microspectrometer with sub-micrometer aperture waveguides” *Opt. Exp.*, 15, pp. 2299-2306, 2007.

B. Martin, A. Morand, P. Benech, G. Leblond, S. Blaize, G. Lerondel, P. Royer, P. Kern, and E. Le Coarer “Design of a compact static fourier transform spectrometer in integrated optics based on a leaky loop structure” *Opt. Lett.* 34 (2), pp. 184-186, 2009.

E. Le Coarer, S. Blaize, P. Benech, I. Stefanon, A. Morand, G. Lerondel, G. Leblond, P. Kern, J.-M. Fedeli and P. Royer “Wavelength-scale stationary-wave integrated Fourier-transform spectrometry“, *Nature Photonics*, 1 (8), pp.473-478, 2007.

Ch. Bonneville, E. Le Coarer, P. Benech, Th. Gontiez, F. Thomas, B. Martin, R. Puget, E. Morino, J. Boussey, S. Labau, “SWIFTS : a groundbreaking integrated technology for high performances spectroscopy and optical sensors”, *SPIE MOEMS Photonics West*, 2013.

J. Ferrand, G. Custillon, S. Kochtcheev, S. Blaize, A. Morand, G. Leblond, P. Benech, P. Royer, P. Kern and E. Le Coarer, "A SWIFTS operating in visible and near-infrared" *Proc. SPIE 7010*, Space Telescopes and Instrumentation 2008: Optical, Infrared, and Millimeter, 701046, 2008.

J. Ferrand, G. Custillon, G. Leblond, F. Thomas, T. Moulin, E. Le Coarer, A. Morand, S. Blaize, T. Gonthiez and P. Benech, "Stationary Wave Integrated Fourier Transform Spectrometer (SWIFTS)" *Proc. SPIE 7604*, Integrated Optics: Devices, Materials, and Technologies, 2010.

D. Bucci, B. Martin and A. Morand, « Study of propagation modes of bent waveguides and micro-ring resonators by means of the Aperiodic Fourier Modal Method », *Physics and Simulation of optoelectronic devices XVIII*, Spie Photonics West, 2010.

D. Bucci, B. Martin and A. Morand, « Application of the three-dimensional aperiodic Fourier Modal Method using arc elements in curvilinear coordinates », *JOSA A* (29) n°3, pp. 367-373, 2012.

P. Lalanne and E. Silberstein, “Fourier-modal methods applied to waveguide computational problems,” *Optics Letters* 25(15), pp. 1092–1094, 2000.

J.-P. Berenger, “A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves”, *J. of Comp. Phys. (114)* n°2, pp. 185-200, 1994.

L. Arnaud, A. Bruyant, M. Renault, Y. Hadjar, R. Salas-Montiel, A. Apuzzo, G. Lerondel, A. Morand, P. Benech, E. Le Coarer and S. Blaize, “Waveguide-coupled nanowire as an optical antenna", *JOSA A* (30) n°11, pp. 2347-2354, 2013.

D. Marcuse, ‘‘Solution of the vector wave equation for general dielectric waveguides by the Galerkin method’’ *IEEE J. Quantum Electron.* 28, pp.459-465, 1992.

F. Thomas, M. De Mengin, C. Duchemin, E. Le Coarer, C. Bonneville, T. Gonthiez, A. Morand, P. Benech, J-B. Dherbecourt, E. Hardy, E. Morino, R. Puget, and B. Martin, "High-performance high-speed spectrum analysis of laser sources with SWIFTS technology", *Proceedings of SPIE* 8992, Photonic Instrumentation Engineering, 89920I, 2014.

Bibliographie

[1] J. Ferrand, « Etude et réalisation d'un spectromètre intégré à transformée de Fourier (SWIFTS) », PhD Thesis, 2010.

[2] B. Mosser, « Spectrométrie par transformée de Fourier », *UFE Observatoire de Paris*, 2008. .

[3] G. Lippmann, « Sur la théorie de la photographie des couleurs simples et composées par la méthode interférentielle », *J. Phys. Théorique Appliquée*, vol. 3, nº 1, p. 97‑107, 1894.

[4] G. Lippmann, « La photographie des couleurs », *Compte Rendus de l'Académie des Sciences*, vol. 112. p. 274‑275, 1891.

[5] E. Le Coarer, S. Blaize, P. Benech, I. Stefanon, A. Morand, G. Lérondel, G. Leblond, P. Kern, J. M. Fedeli, et P. Royer, « Wavelength-scale stationary-wave integrated Fourier-transform spectrometry », *Nat. Photonics*, vol. 1, nº 8, p. 473–478, 2007.

[6] J. Ferrand, G. Custillon, S. Kochtcheev, S. Blaize, A. Morand, G. Leblond, P. Benech, P. Royer, P. Kern, et E. Le Coarer, « A SWIFTS operating in visible and near-infrared », in *Proceedings of SPIE*, Marseille, France, 2008, p. 701046‑701046‑7.

[7] P. Cavalier, « Echantillonnage direct d'interférences lumineuses à l'aide de nano détecteurs supraconducteurs pour la réalisation d'un micro-spectromètre SWIFTS », PhD Thesis, 2011.

[8] D. C. Yost, A. Matveev, E. Peters, A. Beyer, T. W. Hänsch, et T. Udem, « Quantum interference in two-photon frequency-comb spectroscopy », *Phys. Rev. A*, vol. 90, nº 1, p. 012512, juill. 2014.

[9] J. Ye et S. T. Cundiff, *Femtosecond Optical Frequency Comb: Principle, Operation and Applications*. Springer Science & Business Media, 2006.

[10] D. A. Naylor et M. K. Tahic, « Apodizing functions for Fourier transform spectroscopy », *J. Opt. Soc. Am. A Opt. Image Sci. Vis.*, vol. 24, nº 11, p. 3644‑3648, nov. 2007.

[11] F. Ouellette, « Dispersion cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides. », *Opt. Lett.*, vol. 12, nº 10, p. 847‑9, 1987.

[12] C. A. Palavicini Cham, « Analyse de composants photoniques par réflectométrie à faible cohérence sensible à la phase », PhD Thesis, 2004.

[13] E. Brinkmeyer, « Analysis of the backscattering method for single-mode optical fibers », *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 70, nº 8, p. 1010‑1012, 1980.

[14] I. W. D. Philen, « Single-mode fiber OTDR: Experiment and theory », *IEEE J. Quantum Electron. - IEEE J QUANTUM ELECTRON*, vol. 18, nº 10, p. 1499‑1508, 1982.

[15] W. Eickhoff et R. Ulrich, « Optical frequency domain reflectometry in single-mode fiber », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 39, nº 9, p. 693‑695, nov. 1981.

[16] S. C. R C Youngquist, « Optical coherence-domain reflectometry: a new optical evaluation technique. », *Opt. Lett.*, vol. 12, nº 3, p. 158‑60, 1987.

[17] I. Y. K Takada, « New measurement system for fault location in optical waveguide devices based on an interferometric technique. », *Appl. Opt.*, vol. 26, nº 9, p. 1603‑6, 1987.

[18] P. Bouchareine, « Spectrométrie optique », *Techniques de l'Ingénieur*, p. 1‑31.

[19] C. E. Shannon, « Communication ine the presence of noise », in *Proceedings of the IRE*, 1949, vol. 37, p. 10‑21.

[20] C. Bonneville, F. Thomas, M. de Mengin Poirier, E. Le Coarer, P. Benech, T. Gonthiez, A. Morand, O. Coutant, E. Morino, R. Puget, et B. Martin, « SWIFTS: a groundbreaking integrated technology for high-performance spectroscopy and optical sensors », 2013, vol. 8616, p. 86160M‑86160M‑15.

[21] F. Thomas, M. De Mengin, C. Duchemin, E. Le Coarer, C. Bonneville, T. Gonthiez, A. Morand, P. Benech, J.-B. Dherbecourt, E. Hardy, E. Morino, R. Puget, et B. Martin, « High-performance high-speed spectrum analysis of laser sources with SWIFTS technology », 2014, p. 89920I.

[22] A. Cusano, A. Cutolo, et J. Albert, *Fiber Bragg Grating Sensors: Recent Advancements, Industrial Applications and Market Exploitation*. Bentham Science Publishers, 2011.

[23] T. A. B. A D Kersey, « Multiplexed fiber Bragg grating strain-sensor system with a fiber Fabry - Perot wavelength filter. », *Opt. Lett.*, vol. 18, n° 16, p. 1370, 1993.
[24] S. A. C. L. T. Blair, « Wavelength division multiplexed sensor network using Bragg fibre reflection gratings », *Electron. Lett.*, n° 18, p. 1734 - 1735, 1992.
[25] E. Le Coarer, L. G. Venancio, P. Kern, J. Ferrand, P. Puget, M. Ayraud, C. Bonneville, B. Demonte, A. Morand, J. Boussey, D. Barbier, S. Blaize, et T. Gonthiez, « SWIFTS: on-chip very high spectral resolution spectrometer », présenté à International Conference on Space Optics, 2010.
[26] F. P. S. Hemour, « RF stationary waves integrated Fourier transform spectrometer », *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 49, n° 5, p. 1138 - 1142, 2007.
[27] S. Hemour, F. Podevin, et P. Xavier, « A Broadband Standing Wave RF Interferometer for Fast and Low-Cost Spectral Analysis », in *39th European Microwave Conference, EuMC'09, 28*, Rome, Italie, 2009, p. xx.
[28] F. Podevin, S. Hemour, D. Rauly, P. Xavier, P. Benech, et E. L. Coarer, « A wide-band standing wave based spectrometer SWIFTS for the 22GHz water-line detection. », *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. Vol. 53, n° N°1, janv. 2011.
[29] S. Hemour, « Analyseur de spectre large bande, bas coût et temps réel basé sur l'interférométrie microonde », PhD Thesis, 2010.
[30] N. Boudou, « Spectrométrie de Fourier intégrée pour l'astronomie millimétrique », Université de Grenoble, 2013.
[31] D. S. Smith, H. D. Riccius, et R. P. Edwin, « Refractive indices of lithium niobate », *Opt. Commun.*, vol. 17, p. 332-335, 1976.
[32] R. A. Shelby, D. R. Smith, et S. Schultz, « Experimental Verification of a Negative Index of Refraction », *Science*, vol. 292, n° 5514, p. 77-79, juin 2001.
[33] G. Meltz, W. W. Morey, et W. H. Glenn, « Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method », *Opt. Lett.*, vol. 14, n° 15, p. 823-825, 1989.
[34] G. Laffont, R. Cotillard, et P. Ferdinand, « 9000 hours-long high temperature annealing of regenerated fiber Bragg gratings », 2013, vol. 8794, p. 87941X-87941X-4.
[35] I. Fsaifes, « Encodage et décodage temporels "tout-optique" à réseaux de Bragg pour l'accès multiple », PhD Thesis, Paris, ENST, 2007.
[36] T. Erdogan, « Fiber grating spectra », *J. Light. Technol.*, vol. 15, p. 1277 - 1294, 1997.
[37] I. Riant, S. Gurib, J. Gourhant, P. Sansonetti, C. Bungarzeanu, et R. Kashyap, « Chirped fiber Bragg gratings for WDM chromatic dispersion compensation in multispan 10-Gb/S transmission », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 5, n° 5, p. 1312-1324, 1999.
[38] A. L. Sylvain Magne, G. Laffont, et P. Ferdinand, « Real-time distributed measurement of detonation velocities inside high explosives with the help of chirped fiber Bragg gratings », *Proc SPIE*, 2013.
[39] S. T. B. Malo, « Apodised in-fibre Bragg grating reflectors photoimprinted using a phase mask », *Electron. Lett.*, n° 3, p. 223 - 225, 1995.
[40] J. Canning et M. G. Sceats, « Pi-phase-shifted periodic distributed structures in optical fibres by UV post-processing », *Electron. Lett.*, vol. 30, p. 1344-1345, août 1994.
[41] H. S. A. Asseh, « 10 cm Yb3 DFB fibre laser with permanent phase shifted grating », *Electron. Lett.*, n° 12, p. 969 - 970, 1995.
[42] K. S. L. Zhang, « Wide-stopband chirped fibre moire grating transmission filters », *Electron. Lett.*, n° 6, p. 477 - 479, 1995.
[43] F. Q. Z. W. H. Loh, « Sampled fiber grating based-dispersion slope compensator », *Photonics Technol. Lett. IEEE*, n° 10, p. 1280 - 1282, 1999.
[44] A. Yariv, *Quantum Electronics*. John Wiley & Sons, Incorporated, 1975.
[45] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*. Academic Press, 1999.
[46] P. B. FELLGETT, « On the Ultimate Sensitivity and Practical Performance of Radiation Detectors », *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 39, n° 11, p. 970-976, nov. 1949.

[47] C. Martinez et P. Ferdinand, « Analysis of phase-shifted fiber Bragg gratings written with phase plates », *Appl. Opt.*, vol. 38, n° 15, p. 3223‑3228, mai 1999.
[48] E. Chehura, S. W. James, et R. P. Tatam, « A simple and wavelength-flexible procedure for fabricating phase-shifted fibre Bragg gratings », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 21, n° 9, p. 094001, sept. 2010.
[49] P. Ferdinand, *Capteurs à Fibres Optiques à Reseaux de Bragg*. Ed. Techniques Ingénieur, 2012.
[50] D. Gatti, G. Galzerano, D. Janner, S. Longhi, et P. Laporta, « Fiber strain sensor based on a Pi-phase-shifted Bragg grating and thePound-Drever-Hall technique », *Opt. Express*, vol. 16, n° 3, p. 1945‑1950, févr. 2008.
[51] T. Liu, « Analysis of Fiber Bragg Gratings For Ultrasonic Detection », *Electr. Eng. Theses Diss.*, août 2012.
[52] F. Malbet, A. Chelli, et R. G. Petrov, « AMBER performances: signal-to-noise ratio analysis », présenté à SPIE, 2000, p. 233‑242.
[53] E. Le Coarer, J. Ferrand, P. Puget, M. Ayraud, B. Demonte, C. Bonneville, et T. Gonthiez, « Technical Assessment of SWIFTS Technology Application to space Mission and study of instrument design concept », ESA Internal report, 2009.
[54] M. F. Andrea Melloni, « Equivalent circuit of Bragg gratings and its application to Fabry-Perot cavities. », *J. Opt. Soc. Am. A Opt. Image Sci. Vis.*, vol. 20, n° 2, p. 273‑81, 2003.
[55] H. Z. Jian-Wei Mu, « Design of Waveguide Bragg Gratings With Strong Index Corrugations », *Light. Technol. J. Of*, vol. 26, n° 12, p. 1596‑1601, 2008.
[56] M. Gnan, G. Bellanca, H. M. H. Chong, P. Bassi, et R. M. D. L. Rue, « Modelling of Photonic Wire Bragg Gratings », *Opt. Quantum Electron.*, vol. 38, n° 1‑3, p. 133‑148, janv. 2006.
[57] M. Gnan, W. C. L. Hopman, G. Bellanca, R. M. de Ridder, R. M. De La Rue, et P. Bassi, « Closure of the stop-bandin photonic wire Bragg gratings », *Opt. Express*, vol. 17, n° 11, p. 8830‑8842, mai 2009.
[58] O. V. I. Manfred Hammer, « Effective index approximations of photonic crystal slabs: a 2-to-1-D assessment », vol. 41, n° 4, p. 267‑283, 2009.
[59] R. R. Grote, J. B. Driscoll, C. G. Biris, N. C. Panoiu, et R. M. Osgood, « Weakly modulated silicon-dioxide-cladding gratings for silicon waveguide Fabry-Perot cavities », *Opt. Express*, vol. 19, n° 27, p. 26406‑26415, déc. 2011.
[60] C. Pradille, C. Aime, G. Ricort, M. Bellet, et Y. Chastel, « Méthode interspectre pour le suivi des déformations des aciers à chaud », présenté à 19eme Congrès Français de Mécanique, 2009.
[61] R. Petrov, S. Kadiri, F. Martin, G. Ricort, et C. Aime, « Cross spectrum analysis applied to speckle interferometry », *J. Opt.*, vol. 13, n° 6, p. 331, nov. 1982.
[62] C. Grec, C. Aime, M. Faurobert, G. Ricort, et F. Paletou, « Differential speckle interferometry : in-depth analysis of the solar photosphere », *Astron. Astrophys.*, vol. 463, n° 3, p. 1125‑1136, 2007.
[63] P. Ferraro et G. De Natale, « On the possible use of optical fiber Bragg gratings as strain sensors for geodynamical monitoring », *Opt. Lasers Eng.*, vol. 37, n° 2‑3, p. 115‑130, févr. 2002.
[64] M. G. Xu, J.-L. Archambault, L. Reekie, et J. P. Dakin, « Discrimination between strain and temperature effects using dual-wavelength fibre grating sensors », *Electron. Lett.*, vol. 30, n° 13, p. 1085‑1087, juin 1994.
[65] Y. Zhao et Y. Liao, « Discrimination methods and demodulation techniques for fiber Bragg grating sensors », *Opt. Lasers Eng.*, vol. 41, n° 1, p. 1‑18, janv. 2004.
[66] Y.-J. Rao, « In-fibre Bragg grating sensors », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 8, n° 4, p. 355‑375, avr. 1997.
[67] A. D. Kersey, T. A. Berkoff, et W. W. Morey, « Fiber-optic Bragg grating strain sensor with drift-compensated high-resolution interferometric wavelength-shift detection », *Opt. Lett.*, vol. 18, n° 1, p. 72‑74, janv. 1993.

[68] V. Bhatia et A. M. Vengsarkar, « Optical fiber long-period grating sensors », *Opt. Lett.*, vol. 21, n° 9, p. 692‑694, mai 1996.
[69] R. W. Fallon, L. Zhang, L. A. Everall, J. A. R. Williams, et I. Bennion, « All-fibre optical sensing system : Bragg grating sensor interrogated by a long-period grating », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 9, n° 12, p. 1969‑1973.
[70] Wei-Chong Du, Xiao-Ming Tao, et Hwa-Yaw Tam, « Fiber Bragg grating cavity sensor for simultaneous measurement of strain and temperature », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 11, n° 1, p. 105‑107, janv. 1999.
[71] Bai-Ou Guan, Hwa-Yaw Tam, Xiao-Ming Tao, et Xiao-Yi Dong, « Simultaneous strain and temperature measurement using a superstructure fiber Bragg grating », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 12, n° 6, p. 675‑677, juin 2000.
[72] S. W. James, M. L. Dockney, et R. P. Tatam, « Simultaneous independent temperature and strain measurement using in-fibre Bragg grating sensors », *Electron. Lett.*, vol. 32, n° 12, p. 1133‑1134, juin 1996.
[73] L. Xiaohong, W. Dexiang, Z. Fujun, et D. Enguang, « Simultaneous independent temperature and strain measurement using one fiber Bragg grating based on the etching technique », *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 43, n° 6, p. 478‑481, déc. 2004.
[74] SCHOTT, « Technical Information No. 19 Temperature Coefficient of the Refractive Index ».
[75] SCHOTT, « Technical Information No. 29 Refractive Index and Dispersion ».
[76] F. Dufour, M. Ezzedine El Dandachy, A. Tixier, M. de Mengin, et Y.-L. Beck, « Benchmark de capteurs de déformations basés sur des fibres optiques avec réseaux de Bragg pour des structures en béton armé », présenté à Congrès Diagnobéton, 2014.
[77] B. Glisic et D. Inaudi, *Fibre Optic Methods for Structural Health Monitoring*. Wiley, 2008.
[78] Henault, J. Salin, G. Moreau, S. Delepine-Lesoille, J. Bertand, F. Taillade, M. Quiertant, et K. Benzarti, « Qualification of a truly distributed fiber optic technique for strain and temperature measurements in concrete structures », *EPJ Web Conf.*, vol. 12, p. 8, 2011.
[79] A. Hartog, « Distributed Fiber-Optic Sensors: Principles and Applications », in *Optical Fiber Sensor Technology*, K. T. V. Grattan et B. T. Meggitt, Éd. Springer US, 2000, p. 241‑301.
[80] Y. Sikali Mamdem, « Capteurs à fibre optiques répartis par effet Brilloun : séparation de la dépendance à la température et à la déformation », 2012.
[81] B. Wattrisse, A. Chrysochoos, J.-M. Muracciole, et M. Némoz-Gaillard, « Analysis of strain localization during tensile tests by digital image correlation », *Exp. Mech.*, vol. 41, n° 1, p. 29‑39, mars 2001.
[82] J.-N. Périé, S. Calloch, C. Cluzel, et F. Hild, « Analysis of a multiaxial test on a C/C composite by using digital image correlation and a damage model », *Exp. Mech.*, vol. 42, n° 3, p. 318‑328, sept. 2002.
[83] G. Combe et V. Richefeu, « TRACKER: A particle image tracking (PIT) technique dedicated to nonsmooth motions involved in granular packings », présenté à AIP International Conference on Micromechanics of Granular Media, 2013, p. 461‑464.
[84] F. Dufour, G. Pijaudier-Cabot, M. Choinska, et A. Huerta, « Extraction of a crack opening from a continuous approach using regularized damage models », *Comput. Concr.*, vol. 5, n° 4, p. 375‑388, 2008.
[85] F. Dufour, G. LEGRAIN, G. Pijaudier-Cabot, et A. Huerta, « Estimate of crack opening from a 2D continuum-based FE computation », *Int J Num Anal Meth Geomech*, vol. 36, p. 1813‑1830, 2012.
[86] S. Timoshenko, *History of Strength of Materials: With a Brief Account of the History of Theory of Elasticity and Theory of Structures*. Courier Dover Publications, 1983.
[87] F. Boudin, *Développement et validation d'un inclinomètre longue base de subsurface à silice et mercure : application à des mesures géophysiques de haute résolution sur le chantier pilote du Golfe de Corinthe*. Paris, Institut de physique du globe, 2004.

[88] B. A. Chouet, « Long-period volcano seismicity: its source and use in eruption forecasting », *Nature*, vol. 380, n° 6572, p. 309‑316, mars 1996.

[89] T. Ohminato, B. A. Chouet, P. Dawson, et S. Kedar, « Waveform inversion of very long period impulsive signals associated with magmatic injection beneath Kilauea volcano, Hawaii », *J. Geophys. Res. Solid Earth*, vol. 103, n° B10, p. 23839‑23862, oct. 1998.

[90] M. Nakano, H. Kumagai, M. Kumazawa, K. Yamaoka, et B. A. Chouet, « The excitation and characteristic frequency of the long-period volcanic event: An approach based on an inhomogeneous autoregressive model of a linear dynamic system », *J. Geophys. Res. Solid Earth*, vol. 103, n° B5, p. 10031‑10046, mai 1998.

[91] A. T. Linde, S. Sacks, D. Hidayat, B. Voight, A. Clarke, D. Elsworth, G. Mattioli, P. Malin, E. Shalev, S. Sparks, et C. Widiwijayanti, « Vulcanian explosion at Soufrière Hills Volcano, Montserrat on March 2004 as revealed by strain data », *Geophys. Res. Lett.*, vol. 37, n° 19, p. L00E07, oct. 2010.

[92] B. Voight, D. Hidayat, S. Sacks, A. Linde, L. Chardot, A. Clarke, D. Elsworth, R. Foroozan, P. Malin, G. Mattioli, N. McWhorter, E. Shalev, R. S. J. Sparks, C. Widiwijayanti, et S. R. Young, « Unique strainmeter observations of Vulcanian explosions, Soufrière Hills Volcano, Montserrat, July 2003 », *Geophys. Res. Lett.*, vol. 37, n° 19, p. L00E18, oct. 2010.

[93] A. T. Linde, M. T. Gladwin, M. J. S. Johnston, R. L. Gwyther, et R. G. Bilham, « A slow earthquake sequence on the San Andreas fault », *Nature*, vol. 383, p. 65‑68, 1996.

[94] V. Kostoglodov, A. Husker, N. M. Shapiro, J. S. Payero, M. Campillo, N. Cotte, et R. Clayton, « The 2006 slow slip event and nonvolcanic tremor in the Mexican subduction zone », *Geophys. Res. Lett.*, vol. 37, n° 24, p. L24301, déc. 2010.

[95] M. Radiguet, F. Cotton, M. Vergnolle, M. Campillo, A. Walpersdorf, N. Cotte, et V. Kostoglodov, « Slow slip events and strain accumulation in the Guerrero gap, Mexico », *J. Geophys. Res. Solid Earth*, vol. 117, n° B4, p. B04305, avr. 2012.

[96] D. Zigone, D. Rivet, M. Radiguet, M. Campillo, C. Voisin, N. Cotte, A. Walpersdorf, N. M. Shapiro, G. Cougoulat, P. Roux, V. Kostoglodov, A. Husker, et J. S. Payero, « Triggering of tremors and slow slip event in Guerrero, Mexico, by the 2010 Mw 8.8 Maule, Chile, earthquake », *J. Geophys. Res.*, vol. 117, n° B9, sept. 2012.

[97] D. Rivet, M. Campillo, N. M. Shapiro, V. Cruz-Atienza, M. Radiguet, N. Cotte, et V. Kostoglodov, « Seismic evidence of nonlinear crustal deformation during a large slow slip event in Mexico », *Geophys. Res. Lett.*, vol. 38, n° 8, p. L08308, avr. 2011.

[98] M. Bouchon, V. Durand, D. Marsan, H. Karabulut, et J. Schmittbuhl, « The long precursory phase of most large interplate earthquakes », *Nat. Geosci.*, vol. 6, n° 4, p. 299‑302, avr. 2013.

[99] A. Kato, K. Obara, T. Igarashi, H. Tsuruoka, S. Nakagawa, et N. Hirata, « Propagation of Slow Slip Leading Up to the 2011 Mw 9.0 Tohoku-Oki Earthquake », *Science*, vol. 335, n° 6069, p. 705‑708, oct. 2012.

[100] M. Bouchon, H. Karabulut, M. Aktar, S. Ozalaybey, J. Schmittbuhl, et M.-P. Bouin, « Extended nucleation of the 1999 Mw 7.6 Izmit earthquake », *Science*, vol. 331, n° 6019, p. 877‑880, févr. 2011.

[101] C. Liu, A. T. Linde, et I. S. Sacks, « Slow earthquakes triggered by typhoons », *Nature*, vol. 459, n° 7248, p. 833‑836, juin 2009.

[102] S. DeWolf, « Optical Fiber Sensors for Infrasonic Wind Noise Reduction and Earth Strain Measurement », PhD Thesis, University of California San Diego, 2014.

[103] M. A. Zumberge, S. DeWolf, F. K. Wyatt, D. C. Agnew, D. Elliott, et W. Hatfield, « Results from a borehole optical fiber interferometer for recording Earth strain », 2013, vol. 8794, p. 87940Q‑87940Q‑6.

[104] S. Pond et G. L. Pickard, *Introductory Dynamical Oceanography*. Gulf Professional Publishing, 1983.

[105] K. Matsumoto et T. Takanezawa, « GOTIC2: A program for computation of oceanic tidal loading effect », 2001.

[106] J.-L. Mari, F. Glangeaud, et F. Coppens, *Traitement du signal pour géologues et géophysiciens: Techniques de base*. Editions TECHNIP, 2001.
[107] P.-O. Lagage, « Lumière zodiacale autour des étoiles sur la séquence principale », 1996.
[108] A. Belu, « Détection et caractérisation spectrale exoplanétaire par inerférométrie annulante », 2008.
[109] G. Martin, E. Anselm, A. Delboulbé, P. Kern, et N. Courjal, « New LiNbO3 Devices for Infrared Interferometry and Evanescent-Field Sensing: Integrated Single Mode Young's Slit Interferometer at 3.39 µm », *Ferroelectrics*, vol. 390, n° 1, p. 55, 2009.
[110] D. E. Zelmon, D. L. Small, et D. Jundt, « Infrared corrected Sellmeier coefficients for congruently grown lithium niobate and 5 mol.% magnesium oxide-doped lithium niobate », *JOSA B*, vol. 14, p. 3319‑3322, 1997.
[111] F. Thomas, S. Heidmann, M. De Mengin, N. Courjal, G. Ulliac, A. Morand, P. Benech, E. Le Coarer, et G. Martin, « First Results in Near and Mid IR Lithium Niobate based Integrated Optics Interferometer based on SWIFTS-Lippmann concept », *J. Light. Technol.*, En cours de publication.
[112] B. E. A. Saleh et M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, 2 edition. Hoboken, N.J.: Wiley-Interscience, 2007.
[113] A. Tixier, « Analyse du comportement de l'interface acier-béton pas essai push-in: mesures par fibres optiques et modélisation par éléments finis. », 2013.

Résumé

SWIFTS (pour Stationary-Wave Integrated Fourier-Transform Spectrometer) est un concept de spectromètre s'appuyant sur l'optique intégrée pour proposer un système de mesure compact et de très haute résolution. Il combine une technique d'interférométrie développée par Gabriel Lippmann avec des technologies de microélectroniques actuelles. La technologie SWIFTS sera ici utilisée en tant qu'interrogateur de fibre de Bragg. En effet, combiner ce spectromètre avec des fibres de Bragg très sensibles, telle qu'une cavité Fabry-Perot à réseaux de Bragg (GFPC) d'une longueur de 20 mm, permettra de mesurer des variations de température et de déformation très précises.

Les applications des fibres de Bragg sont nombreuses, particulièrement dans la surveillance de structure de génie civil ou dans la sureté nucléaire avec des précisions de l'ordre du microstrain. Cependant, les capteurs par fibres de Bragg n'ont jamais atteint la sensibilité nécessaire aux observations en science de la terre. Une précision de quelques dizaines de nanostrain serait pourtant d'un intérêt majeur dans l'étude des processus volcaniques et sismologiques.

Je présente dans cette thèse la première utilisation d'un tel spectromètre de Fourier associé à des capteurs de Bragg pour mesurer des déformations dans différentes gammes allant du millistrain au nanostrain. Dans un premier temps, des déformations sur une petite structure en béton armé amenée jusqu'à l'état limite de fissuration permettront de qualifier différents capteurs à fibres de Bragg dans leur milieu d'usage. Dans un deuxième temps, des mesures de déformations liées au phénomène de la marrée terrestre sont proposées. Ces mesures, effectuées au Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB) de Rustrel, donnent des précisions de l'ordre de 30 nanostrains sur une courte base et ouvrent la voie à d'autres mesures de phénomènes géophysiques pour cet instrument.

Summary

SWIFTS, or Stationary-Wave Integrated Fourier-Transform Spectrometer, is an extremely integrated very high resolution spectrometer. This spectroscopy technology represents a major advance in the field and will be used here as a Fiber Bragg Gratings interrogator. Combining such a spectrometer with very sensitive Bragg sensors, like grating Fabry-Perot cavity (GFPC) as long as 20 mm, will allow to measure high precision temperature or strain variation.

Applications of Bragg sensors are numerous, especially in structure monitoring and nuclear power plants safety. Despite promising capabilities, Bragg sensors never reached the desired sensibility for earth-science observation purposes. Present applications are restricted to civil-engineering strain-gauge sensors with microstrain sensitivity. However, the ability to detect and record signals of the order of a few tens of nanostrain is of great interest to monitor and model the volcanic and seismological processes.

I demonstrate in this thesis the first use of a Fourier-Transform spectrometer combined with Fiber Bragg Sensors in a field configuration to achieve extremely high precision measurement on earth's crustal deformation. Precisions of thirty nanostrains on a very short base were achieved in the Low-Noise Underground Laboratory (LSBB) at Rustrel. Crustal monitoring opens the way for numerous applications especially in geophysics. A second study presented in this thesis aims at benchmarking several strain sensors based on optical fiber Bragg grating. For this purpose, two reinforced concrete beams have been tested in three points bending up to ultimate limit state.