THÈSE

présentée devant

l'école doctorale

GÉNIE ÉLECTRIQUE, ÉLECTRONIQUE, TÉLÉCOMMUNICATIONS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR

préparée au sein du CEA Saclay

par

Ekaterina Boldyreva

Mesures réparties par réflectométrie fréquentielle sur fibres optiques

soutenue le 20 octobre 2016 devant la commission d'examen

JURY

Pascal Picard	Professeur, LAUM, Université du Maine	Président
Patrice Mégret	Professeur, Université de Mons, Belgique	Rapporteur
Youcef Ouerdane	Professeur, LabHC, Univ. J. Monnet de St Étienne	Rapporteur
Thierry Bosch	Professeur, LAAS-CNRS, INP Toulouse	Directeur de thèse
Guy Plantier	Directeur de la Recherche de l'ESEO, Angers	Examinateur
Pierre Ferdinand	Directeur de Recherches au CEA LIST, Saclay	Encadrant
Laurent Maurin	Ingénieur-Chercheur au CEA LIST, Saclay	Invité
Philippe Adam	Ingénieur DGA	Invité

Table de matière

Table de figures 4
Abréviations 7
Remerciements 8
Introduction 9
i Information générale sur les fibres optiques 9
i.1 Principes de fonctionnement de fibres optiques 9
i.2 Types de fibres optiques 10
i.3 Fibres optiques monomodes et multimodes 12
ii Fabrication des fibres optiques 13
iii Applications des fibres optiques 15
iii.1 Fibres optiques dans télécommunication 15
iii.2 Lasers à fibres optiques 16
iii.3 Capteurs à fibres optiques 16
1 Etat de l'art des Capteurs à Fibres Optiques 18
1.1 Fibre optique comme transducteur idéal pour la profilométrie 18
1.2 Les méthodes de mesure de distance parcourue dans la fibre 19
1.2.1 La Réflectométrie temporelle 19
1.2.2 La Réflectométrie fréquentielle 23
1.2.3 Bilan des méthodes OTDR et OFDR 27
1.3 Principaux types de mesures réalisables par fibre optique 28
1.3.1 Capteurs distribués : réseaux de Bragg 28
1.3.2 Les Capteurs à Fibres Optiques répartis 35
1.3.2.1 Capteurs à diffusion Raman 35
1.3.2.2 Capteurs à diffusion Brillouin 37
1.3.2.3 Capteurs à diffusion Rayleigh 39
1.3.3 Bilan des méthodes de mesures présentées 40
1.4 Le réflectomètre fréquentiel OBR (*Optical Backscatering Reflectometer*) de la société Luna 41
1.4.1 Société « Luna Innovations » 41
1.4.2 Performances de l'appareil Luna OBR 42
1.5 Intérêt des travaux de la présente thèse 42
2 Analyse théorique 44
2.1 Rappel de structure de la fibre optique et diffusion de Rayleigh 44
2.2 Calcul théorique de la fluctuation de la permittivité diélectrique du cœur d'une fibre optique 45
2.2.1 Equation de propagation dans une fibre inhomogène 45
2.2.2 Solution de l'équation de propagation pour l'onde retro-réfléchie 46

2.2.3 Influence de la détection photonique et lien entre la fluctuation de la permittivité diélectrique et l'intensité photo-détectée 46
2.3 Méthode théorique des mesures des valeurs physiques 48
2.3.1 Méthode corrélationnelle 49
2.3.2 Méthode tensorielle 51
2.4 Montage OFDR expérimental 55
2.4.1 Description 55
2.5 Traitement des signaux reçus 56
2.5.1 L'interféromètre moniteur de phase MPh : Calcul de la phase du laser à balayage 56
2.5.2 L'interféromètre de mesures DUT : Calcul du déphasage et extraction des parties réelle et imaginaire de l'amplitude de la lumière laser injectée 58
2.5.3 Passage dans le domaine spatial et obtention de la courbe caractéristique de la réflectométrie fréquentielle 60
2.5.4 Calcul de la fluctuation de l'indice de réfraction et correction de la distance parcourue 61
2.5.5 Traitement de signal : méthode tensorielle 62
2.5.6 Traitement de signal : méthode corrélationnelle 62
2.5.7 Traitement de signal : L'algorithme 64
2.6 Conclusion de ce chapitre 65
3 Potentiel de mesure de l'appareil OBR 4600 Luna 66
3.1 Mesure des profils de température 66
3.2 Expérience de mesure en très haute température 67
3.2.1 Mesure de profile de température 67
3.2.2 Choix de la référence 68
3.2.3 Essais comparatifs avec différents types de fibres optiques 69
3.2.4 Conclusion 72
3.3 Mesure des profils de déformations 74
3.4 Conclusion de ce chapitre 77
4 Réalisation du système de mesure réparti fondé sur la rétrodiffusion de Rayleigh et la réflectométrie fréquentielle (OFDR) 78
4.1 Banc expérimental 78
4.2 Mise en œuvre du traitement de signal 79
4.2.1 Signaux de test artificiels 80
4.2.2 Test de la méthode corrélationnelle 81
4.2.2.1 Détermination du décalage spectral dans l'espace réciproque 81
4.2.2.2 Signaux de test dans l'espace réel 81
4.2.2.3 Détermination de décalage spectral à partir des signaux de test dans l'espace réel 82
4.2.2.4 Transfert du résultat dans l'espace réel 84
4.2.2.5 Simulation des signaux de mesure bruités 85
4.2.2.6 Simulation des signaux de mesure dans l'espace réel 87
4.2.3 Test de méthode tensorielle 89

4.2.4 Test du traitement du signal avec les données brutes de l'appareil OBR 90
4.2.4.1 Rappel concernant la procédure de traitement des données 90
4.2.4.2 Résultats pour la courbe caractéristique d'OFDR 91
4.2.4.3 Résultats obtenus avec la méthode corrélationnelle 93
4.3 Conclusion de chapitre 97
5 Applications de la réflectométrie fréquentielles aux mesures à haute résolution spatiale 99
5.1 Détection innovante des fuites de sodium liquide en périphérie d'une conduite 99
5.1.1 Conception générale du système de détection de fuites 100
5.1.2 Maquette de détection des fuites 100
5.1.3 Expérience et résultats 101
5.1.4 Prototype industriel du système de détection de sodium liquide 103
5.1.5 Conclusion de cette expérience de détection de fuite de sodium liquide 105
5.2 Autres exemples et idées d'applications de la méthode Rayleigh OFDR 106
5.2.1 Détection des défauts de bouteilles de pression pour le stockage d'hydrogène 106
5.2.2 Mesure de compression locale sur tube équipé d'une fibre spiralée 107
5.2.3 Détection des cavernes de sol dans les tunnels ferroviaires 108
5.2.4 Mesures de rayons de courbure 109
5.2.5 Mesures de dose 111
5.2.6 Système de surveillance périmétrique 111
5.2.7 Mesure de pression, hydrophones et réseaux d'hydrophones 112
5.3 Conclusion et perspectives d'utilisation de la méthode Rayleigh OFDR 112
Conclusion 113
Bibliographie 117
Annexe A 124
Annexe B 126

Table de Figures

Figure 1.1 Réflexion et réfraction et réflexion totale 9
Figure 1.2 Schéma de principe simplifié de propagation de lumière dans une fibre optique multimode 10
Figure 1.3 Types différents des fibres à cristaux photonique 11
Figure 1.4 Profil transversal d'indice de fibre optique 13
Figure 1.5 Fabrication de préforme 14
Figure 1.6 Fibrage 15
Figure 1.7 Schéma général d'un OTDR 19
Figure 1.8 Structure de la lumière rétro-réfléchie 20
Figure 1.9 Courbe caractéristique d'un OTDR 21
Figure 1.10 Schéma de principe d'un « chaos-OTDR » 23
Figure 1.11 Modulation en fréquence de signal dans la fibre 24
Figure 1.12 Principe d'un OFDR cohérent 24
Figure 1.13 Trace caractéristique d'un OFDR 25
Figure 1.14 OFDR avec compensation de bruit de phase 27
Figure 1.15 Exemple d'un système de mesure à base des capteurs distribués 29
Figure 1.16 Réseau de Bragg dans une fibre optique 29
Figure 1.17 Diffraction de Bragg 29
Figure 1.18 Spectre envoyé sur le réseau de Bragg, spectre à la sortie de fibre, spectre rétro-réfléchi 30
Figure 1.19 Exemple de capteur de déformations à réseau de Bragg 32
Figure 1.20 Multiplexage des réseaux de Bragg dans une fibre 32
Figure 1.21 Spectre typique de diffusion dans une fibre optique 35
Figure 1.22 Explication du processus de formation des raies Stokes et anti-Stokes de la diffusion Raman 35
Figure 1.23 Schéma principal de Raman OTDR 36
Figure 1.24 Schéma principal de BOTDA 38
Figure 1.25 Schéma principal de BOTDR 38
Figure 1.26 Diffusion de Rayleigh dans une fibre optique 39
Figure 2.1 Une fibre optique avec le cœur inhomogène 44
Figure 2.2 Les positions de maximum de corrélation : calculée et vraie 49
Figure 2.3 Calcul de maximum de corrélation avec les jauges décalées 50
Figure 2.4 Calcul de position de maximum de corrélation pour les jauges inégales 50
Figure 2.5 Déplacement d'une tranche du matériau considéré 51
Figure 2.6 Schéma du montage de la conception générale 55
Figure 2.7 Courbe caractéristique de la réflectométrie 61
Figure 3.1 Profil du four : thermocouples et OBR 66
Figure 3.2 Evolution du profil de température dans le four pour une fibre gainée en cuivre 67
Figure 3.3 Evolution de la température moyenne du four près de la température ambiante 67
Figure 3.4 Evolution du profil de température dans le four pour une fibre SMF-28 68
Figure 3.5 Température calculée avec la seule référence et avec la référence incrémentale 69

Figure 3.6 Différence entre la température mesurée par les thermocouples et par l'OBR pour SMF-28 70
Figure 3.7 Différence pour SMF-28 libre et fixée 71
Figure 3.8 Différence entre la température mesurée par les thermocouples et par l'OBR pour DCF et pour SMF-28 72
Figure 3.9 Evolution de décalage spectral de réseau de Bragg avec la sensibilité linéarisée par morceaux 73
Figure 3.10 Chemin de mesure de déformations d'une fibre soumise à des poids au bout de la fibre 74
Figure 3.11 Résultat de mesure de déformations d'une fibre soumise à des poids 74
Figure 3.12 Dépendance du décalage spectral *versus* le niveau des déformations subies par la fibre 75
Figure 3.13 Mesure de déformation de grande amplitude 75
Figure 3.14 Expérience de projet H2E 76
Figure 3.15 Déformations mesurées par l'appareil Luna OBR avant et après la correction des jauges 77
Figure 4.1 Banc expérimental 78
Figure 4.2 Signaux de test 80
Figure 4.3 Résultat de la procédure de détermination de décalage spectral 81
Figure 4.4 Signaux de test dans le domaine de distance 82
Figure 4.5 Zoom des signaux de test dans l'espace réel : la jauge à l'origine d'un décalage spectral et une autre fournissant un décalage spectral nul 82
Figure 4.6 « Filtre » de type sinus cardinal dans l'espace réel dont la largeur du lobe correspond à la largeur de chaque jauge 83
Figure 4.7 Signaux de test avant la procédure de corrélation obtenus avec le traitement de signal complet 83
Figure 4.8 Décalage spectral dans l'espace réciproque après la procédure complète de traitement de signal 84
Figure 4.9 « Filtre » de type sinus cardinal dans l'espace réciproque dont la largeur du lobe permet de reconstituer la taille initiale des jauges 85
Figure 4.10 Profil d'une valeur physique à mesurer dans l'espace réel et dans l'espace réciproque 85
Figure 4.11 Signaux de nature bruitée simulant la rétrodiffusion de Rayleigh 86
Figure 4.12 Signaux de bruit avant la procédure de corrélation obtenus avec le traitement de signal complet 86
Figure 4.13 Décalage spectral mesuré dans l'espace réel et dans l'espace réciproque 87
Figure 4.14 Forme du signal de référence et de signal de mesure dans l'espace réciproque, après le traitement . 87
Figure 4.15 Décalage spectral dans l'espace réel et réciproque après la procédure de corrélation pour les signaux de test simulés dans l'espace réel 88
Figure 4.16 Décalage spectral dans l'espace réel et réciproque après la procédure de corrélation pour les signaux du bruit simulés dans l'espace réel 88
Figure 4.17 Résultat de calcul de déformation pour les signaux de test et pour les signaux de bruits 89
Figure 4.18 Trace réflectométrique caractéristique d'un OFDR ; Appareil OBR Luna 4600 92
Figure 4.19 Résultat du traitement des données brutes obtenues à l'aide d'un appareil OBR Luna 4600 92
Figure 4.20 Signaux des données brutes d'appareil OBR Luna après le passage dans le domaine de vecteur d'onde 93
Figure 4.21 Début et fin d'une zone de décalage spectral 94
Figure 4.22 Résultat de mesure de température du four par l'appareil OBR Luna 4600 94
Figure 4.23 Décalage spectral des signaux bruts d'appareil OBR traité 95

Figure 4.24 Décalage spectral dans la zone d'intérêt pour les jauges de 0,06 cm de taille 95
Figure 4.25 Décalage spectral dans la zone d'intérêt pour les jauges de 0,2 cm de taille 96
Figure 4.26 Décalage spectral dans la zone d'intérêt pour les jauges de 1 cm de taille 96
Figure 4.27 Décalage spectral dans la zone d'intérêt pour les jauges de 2 cm de taille 96
Figure 5.1 Installation de test : sodium liquide au sommeil à la fin d'expérience 100
Figure 5.2 La position de la fibre optique sur la maquette FUTUNA 101
Figure 5.3 Début de détection de fuite de sodium liquide 101
Figure 5.4 Résultat de détection de fuite de sodium liquide 102
Figure 5.5 Détection de rupture de la fibre 102
Figure 5.6 Modèle d'un prototype du système de détection des fuites de sodium liquide 104
Figure 5.7 Profils de déformations d'une bouteille à la pression de contrôle et à la pression de serviceet profil de déformations différentiel 106
Figure 5.8 Tuyau sous pression 107
Figure 5.9 Déformations du tuyau sous pressions différentes 108
Figure 5.10 Déplacement de sol stimulé et déformations de fibre optique correspondantes 108
Figure 5.11 Câble contenant trois fibres optiques pour la mesure des rayons de courbure 109
Figure 5.12 Câble à trois fibres soumis simultanément à une courbure, un allongement et à la température 110

Annexe B

Figure B.1 Algorithme de traitement de signal 126
Figure B.2 Face-avant du programme de simulation 127
Figure B.3 Création des signaux de test 128
Figure B.4 Traitement des signaux pour le passage dans les domaines d'intérêt 129
Figure B.5 Diagramme détaillé d'un passage dans le domaine de distance 130
Figure B.6 Calcul de corrélation, recherche de la position de son maximum et détermination du décalage spectral associé avec le transfert du résultat dans l'espace réel 131
Figure B.7 Calcul de déformation par la méthode tensorielle 132

Abréviations

BOTDA	Analyseur Brillouin par Analyse Temporelle (*Brillouin Optical Time Domain Analyser*)
BOTDR	Réflectomètre Brillouin par Analyse Temporelle (*Brillouin Optical Time Domain Reflectometry*)
CFO	Capteur à Fibres Optiques *(OFS Optical Fiber Sensor)*
DCF	Fibre à compensation de dispersion *(Dispersion Compensation Fiber)*
DTS	Capteur distribué de température (*Distributed Temperature Sensor*)
DUT	Dispositif sous test *(en général la fibre de mesure)* *(Device Under Test)*
EdP	États de Polarisation *(SOP State of Polarization)*
FCP	Fibres optiques à Cristaux Photoniques *(PCF Photonic Cristal Fiber)*
FMCW	Onde Continue modulée en fréquence *(Frequency Modulated Continuous Waves)*
FPGA	Circuit intégré programmable (réseau de portes programmables *in situ)* *(Field-Programmable Gate Array)*
MPh	Interféromètre Moniteur de phase
OBR	Réflectomètre Optique Fréquentiel (*Optical Backscatter Reflectometer*)
OFDR	Réflectométrie Optique par Analyse Fréquentielle (*Optical Frequency Domain Reflectometry*)
OTDR	Réflectométrie Optique par Analyse Temporelle (*Optical Time Domain Reflectometry*)
RIA	Atténuation induite par radiations (ionisantes) *(Radiation Induced Attenuation)*
RIE	Émission induite par radiations (ionisantes) (*Radiation Induced Emission)*

Remerciements

Tout travail de thèse est un long projet personnel, qui pourtant nécessite d'être mené en équipe. Je n'aurais donc pas pu réussir ce projet sans l'assistance et l'aide de mes collègues et de mes proches. Je voudrais donc leur présenter mes remerciements les plus chaleureux.

Ainsi, je voudrais remercier l'ensemble de mes collègues du Laboratoire de Mesures Optiques et du Laboratoire Capteurs et Architectures Électroniques du CEA Saclay pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail, ainsi que pour leur soutien et le partage qui en résulta.

Je tiens à remercier Pierre Ferdinand, mon encadrant CEA, pour la confiance qu'il m'a accordée en me confiant ce travail autonome tout en me soutenant dans les moments difficiles, ainsi que pour m'avoir initiée dans le monde des Capteurs à Fibres Optiques, et bien sûr pour m'avoir initialement accueillie au sein du Laboratoire de Mesures Optiques.

Je remercie également Thierry Bosch, mon directeur de thèse, du Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes de l'école doctorale Génie Electrique, Electronique, Télécommunication pour son assistance, surtout pour les démarches administratives.

Je voudrais remercier la Direction Générale de l'Armement, représentée par Philippe Adam, pour son intérêt dans mon travail et pour le financement qu'elle m'a accordé.

Merci à Guillaume Laffont et à Romain Cotillard qui m'ont intégrée dans le projet FUTUNA et m'ont permis de collaborer avec eux en partageant leurs connaissances ainsi que leur savoir-faire. Je tiens encore à remercier mes collègues du CEA Cadarache Denis Cambet Petit Jean, Jean-Philippe Jeannot, Pierre Charvet et Serge Albaladéjo qui géraient le projet FUTUNA.

Je voudrais également remercier Romain Coulon et Jonathan Dumazert du Laboratoire Capteurs et Architectures Électroniques qui ont approfondi ma connaissance en traitement du signal.

Merci à Olivier Gal de la Direction du Département Métrologie, Instrumentation et Information pour son intérêt vif au sujet de ma thèse et pour son aide sur le plan administratif.

Merci à Alexandre Bounouh, Laurent Maurin, Stéphane Rougeault, Nicolas Roussel, Sylvain Magne, ainsi qu'à Simon Nehr, Gildas Gueguen, Gwenaël Jouvin, Shamir Ali Alvarez, Mourad Ben Abdallah et Julien Lebecq pour leur soutien moral et technique.

Je voudrais remercier également mes collègues russes de la Direction des Sciences du Vivant pour leurs conseils et le partage de leur bonne humeur.

Je voudrais remercier mes parents pour l'encouragement qu'ils m'ont donné et pour leur aide durant les longues années de mes études.

Merci à Claudio Merino pour son amour, sa patience, son soutien moral et pour la joie qu'il crée dans notre maison.

Introduction

Les travaux de la présente thèse, réalisés au sein du Laboratoire de Mesures Optiques du CEA Saclay, concernent l'étude tant théorique qu'expérimentale d'un Capteur réparti à Fibres Optiques basé sur la réflectométrie fréquentielle et utilisant la diffusion de Rayleigh comme effet physique transducteur.

Malgré le fait que la réflectométrie fréquentielle ait été étudiée dès les années 80 et que par ailleurs, la rétrodiffusion de Rayleigh soit abondamment exploitée dans les réflectomètres optiques du domaine des télécoms, cette approche est innovante du fait qu'elle adresse non plus seulement des mesures de pertes, mais désormais la détermination précise du profil de paramètres physiques environnants la fibre, tels que la température et les déformations, conduisant *in fine* à un instrument de mesure réparti aux performances particulièrement attractives. Citons à titre d'exemple sa résolution spatiale centimétrique qui, à elle seule, confère à cette technique un grand intérêt pour de nombreuses applications, comme en particulier en surveillance des structures.

Cette méthode optique est, depuis quelques années, mise en œuvre par la société américaine « Luna Innovations » qui, comme nous le verrons, l'a développée jusqu'au stade industriel, mais garde soigneusement ses secrets technologiques, ne publiant que des résultats de mesure ou bien encore des principes soigneusement édulcorés. C'est bien sûr là une motivation supplémentaire pour en savoir plus. Au lancement de ce travail aucune étude approfondie n'avait été publiée, malgré le fait que certains laboratoires universitaires de la communauté des Capteurs à Fibres Optiques se posaient les mêmes questions que nous et souhaitaient comprendre intimement le fonctionnement de cette méthode, jamais dévoilé.

Le présent manuscrit contient l'état de l'art des Capteurs à Fibres Optiques, l'étude théorique de la réflectométrie fréquentielle basée sur la rétrodiffusion de Rayleigh, l'étude des performances de l'appareil existant, celle du système réalisé à l'occasion de la présente thèse et plusieurs exemples détaillés d'applications de la méthode.

i. Généralités concernant les fibres optiques

i.1 Principes de fonctionnement des fibres optiques

La base de fonctionnement des fibres optiques est bien connue : il s'agit du phénomène de réflexion totale, décrit par l'une de lois de Descartes. Lorsqu'un faisceau lumineux passe d'un milieu réfringent à un autre, les phénomènes de réflexion et de réfraction en effet ont lieu à l'interface (Fig. 1.1).

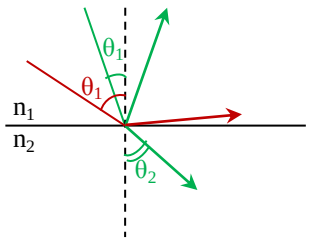


Figure 1.1 – Réflexion et réfraction (vert) et réflexion totale (rouge)

La relation entre l'angle de réflexion et l'angle de réfraction est la suivante :

$$n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2 \qquad (1.1)$$

où : n_1 et n_2 sont les indices de réfraction des milieux correspondant ;
θ_1 est l'angle d'incidence ;
θ_2 est l'angle de réfraction.

Lorsque l'indice du milieu incident est plus élevé que celui du milieu où le faisceau lumineux réfracté se propage après avoir traversé l'interface, alors il existe l'angle d'incidence limite correspondant à l'angle de réfraction $\theta_2 = 90°$, au-delà duquel la lumière ne traverse plus l'interface et se réfléchi purement et simplement dans le milieu d'incidence, avec un angle égal à celui de l'incidence (Loi de Descartes de la réflexion totale).
Or, d'un point de vue optique, la fibre consiste essentiellement en un cœur et une gaine optique, le plus souvent fabriqués à base de silice dopée de telle façon que l'indice du cœur soit légèrement plus élevé que celui de la gaine qui l'entoure. De cette manière, la condition de réflexion totale, permettant la propagation de proche en proche de la lumière dans le cœur de la fibre, est satisfaite pour les rayons quasi-rasants l'interface cœur-gaine (Fig. 1.2) [1 Ghatak].

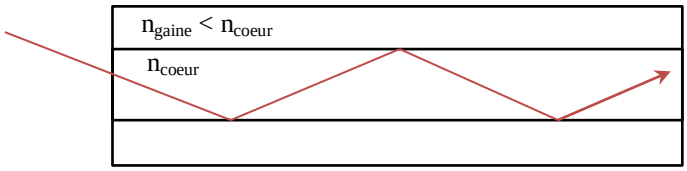


Figure 1.2 – Schéma de principe simplifié de la propagation de la lumière dans une fibre optique multimode

i.2 Différents types de fibres optiques

Il existe plusieurs types de fibres optiques selon leur vocation, les fonctionnalités recherchées, leur constitution et les matériaux mis en œuvre par le fabricant.
Lorsque l'on s'intéresse au caractère modal des ondes lumineuses susceptibles de se propager au sein des fibres optiques, classiquement ces guides sont répartis en deux grandes familles qui se nomment les fibres monomodes et les fibres multimodes (Cf. § i.3).
En ce qui concerne le matériau de base, on doit bien évidement citer la silice puisqu'elle permet la fabrication de toutes les fibres télécoms, ultra-performantes, constituant l'immense majorité du marché de l'optique guidée (environ 150 millions de km de fibres fabriquées annuellement au niveau mondial).
Les industriels réalisant ces guides optiques filiformes, afin de satisfaire à la condition précitée sur l'écart d'indice cœur-gaine, ajoutent, en toutes petites quantités, certains dopants comme par exemple du germanium qui forme un oxyde avec le silicium (GeO_2), et se substitue alors à l'oxyde de silicium (SiO_2) dans le cœur de la fibre.
Au-delà, les dopants permettent aussi modifier certaines propriétés des fibres optiques et de les adapter aux applications visées : l'oxyde d'aluminium permet par exemple de rendre la

fibre plus sensible aux radiations ionisantes [114 Sporea], *a contrario* pour le fluor. Par ailleurs, le dopage à l'erbium, l'ytterbium, le thulium ou le tellure permet de créer des fibres amplificatrices très utiles pour la régénération des signaux en télécoms par exemple [2 Wasfi].
D'autres types de fibres sont réalisées à base de matériaux différents de la silice, comme le plastique (matériau polymère), avec pour exemples le polyméthacrylate de méthyle (PMMA), plus connu sous le nom de Plexiglas, ou bien encore le Polystyrène [3 Yasuhiro]. Ces fibres sont moins performantes en termes de transmission optique que la silice (elles présentent des niveaux de pertes beaucoup plus élevés), mais elles sont peu onéreuses et s'adressent à des applications spécifiques, comme le transport de lumière visible sur de courtes distances (dans les secteurs de l'automobile, de l'énergie solaire, etc.).
Une autre famille de fibres optiques, plus récente, mais aux multiples fonctionnalités, est celle dite des Fibres optiques à Cristaux Photoniques. Ces guides sont fondés sur un principe différent de celui de la réflexion totale : elles utilisent le principe de bande interdite formée par les cristaux photoniques (Fig.1.3) [7 Knight].

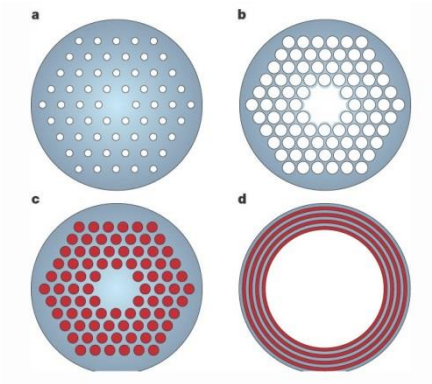


Figure 1.3 – Types différents des fibres à cristaux photoniques : a – fibre monomode à cœur silice ; b – fibre à cœur creux ; c – fibre remplie de liquide, d – fibre creuse multicouche [7 Knight]

La technologie des cristaux photoniques permet de réaliser des fibres à cœur creux, au sein desquelles il est possible d'insérer / infiltrer des matériaux comme des liquides ou des gaz, conduisant ainsi à de nombreuses applications, comme par exemple la génération (par mixage à quatre ondes) ou la transmission de lumière visible [8 Radic, 9 Nielsen].
Les fibres optiques plastiques et les fibres optiques à cristaux photoniques présentent certaines particularités par comparaison aux fibres classiques comme par exemple un plus grand diamètre de cœur, ce qui réduit les pertes au niveau des raccordements [4 Yasuhiro], une meilleure résistance aux vibrations [5 Bilro] et une valeur limite de rupture en déformations plus élevée [6 Large] pour les fibres optiques plastiques, voire encore une bande passante élargie [10 Vivian] comme pour les Fibre à Cristaux Photoniques, permettant de réaliser des sources larges dites « *Supercontinum* ».
Cela étant, dans le cadre de cette thèse, seules les fibres classiques en silice ont été mises en œuvre, car ce sont elles qui, in fine, offrent les meilleures caractéristiques dans le cadre des mesures réparties avec une atténuation minimale à la longueur d'onde 1,55 µm, de l'ordre 0,2 dB/km, permettant leur utilisation sur de longueur distances, une tenue à hautes

températures (> 1000°C), et une compatibilité avec de nombreux composants des télécoms optiques.

i.3 Fibres optiques monomodes et multimodes

Les fibres optiques peuvent donc être scindées en deux familles par la quantité des modes qu'elles sont capables de transmettre : les fibres monomodes qui ne transmettent qu'un seul mode de propagation (le mode fondamental) et les fibres multimodes qui tolèrent la propagation des plusieurs modes (souvent un grand nombre).
L'un des paramètres clef des fibres optiques est celui que l'on nomme la « fréquence normalisée » :

$$V = \frac{\pi}{\lambda} a \sqrt{2\bar{n}\delta} \qquad (1.2),$$

où : λ est la longueur d'onde dans le vide du mode guidé ;
a est le diamètre de cœur ;
$\bar{n}$ est l'indice moyen (entre le cœur et la gaine)
δ est la différence entre les indices du cœur et de la gaine.

C'est ce paramètre qui permet d'identifier si la fibre est monomode ou multimode, puis de déterminer le nombre de modes.
Lorsque $V < 2{,}405$, soit le premier zéro de la fonction de Bessel apparaissant dans les solutions (c'est-à-dire les modes) des équations de propagation pour un guide de type cylindrique, alors la fibre optique est dite « monomode ». Seul le mode appelé fondamental peut s'y propager. Dans le cas contraire la fibre optique devient progressivement multimode [11 Snyder] et le nombre de modes est sensiblement égal à $\frac{1}{2}V^2$.
Précisons néanmoins que les modes, même le fondamental, peuvent être dégénérés et autoriser la propagation de deux états de polarisation orthogonaux (linéaires ou circulaires).
Les fibres optiques multimodes offrent certains avantages par comparaison avec les fibres monomodes. Ainsi par exemple, elles permettent la propagation d'une puissance guidée plus importante (avant l'apparition d'effets non-linéaires pouvant être destructeurs pour le guide) du fait d'une densité de puissance réduite, conséquence de diamètres de cœurs plus larges, permettant le transport de faisceaux laser de puissance (*e.g.* pour l'usinage laser). Cependant, à cause de la dispersion intermodale dans les fibres multimodes on perd l'information concernant la phase et la polarisation, laissant seule l'intensité comme valeur physique à détecter [12 Jones]. Tant en télécoms modernes (hauts débits, grandes distances), qu'en instrumentation (capteurs), cela est le plus souvent rédhibitoire.
Ainsi dans le cadre de cette thèse, seules des fibres optiques monomodes ont été utilisées, d'autant plus que les principes étudiés reposent en partie sur des battements de fréquence, c'est-à-dire sur l'interférométrie, qui comme chacun sait, nécessite de maîtriser la phase des signaux. Or seules les fibres monomodes le permettent.
Ci-dessous le terme « fibre optique » signifie donc implicitement une fibre optique monomode, de plus fabriquée à base de silice.

ii. Fabrication des fibres optiques

Les méthodes modernes de fabrication des fibres optiques offrent la possibilité de produire un fil de silice dont le profil d'indice longitudinal et transversal est parfaitement maîtrisé. Il peut s'agir d'un profil traditionnel à saut d'indice, ou à gradient d'indice, voire d'un profil plus complexe comme pour les fibres dites à maintien de polarisation de type Bow-Tie ou « Panda » (Fig. 1.4) [13 Townsend].

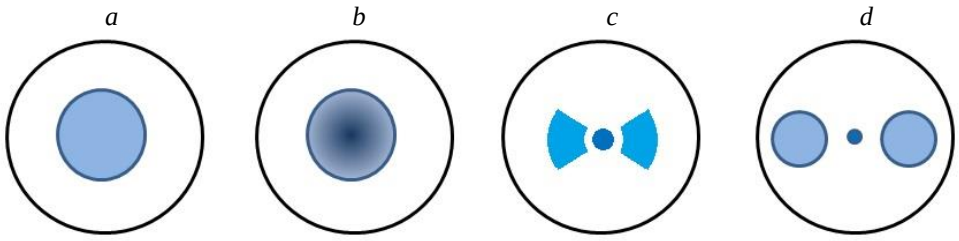


Figure 1.4 – Profil transversal d'indice de fibre optique : *a* – fibre à saut d'indice ; *b* – fibre à gradient d'indice ; *c* – Bow-tie fibre ; *d* – fibre « Panda »

L'obtention d'une fibre optique requiert un procédé parfaitement optimisé. Historiquement plusieurs procédés furent développés, pour certains d'entre eux permettant une réalisation en une seule étape de la fibre optique, pour d'autres nécessitant la fabrication en deux étapes (fabrication d'une préforme, puis fibrage de celle-ci). À ce jour, le procédé le plus utilisé est très certainement le procédé MCVD (*Modified Chemical Vapour Deposition*) pour l'obtention de la préforme sur un tour verrier, celle-ci étant ensuite étirée sur une tour de fibrage verticale qui produit en sortie la fibre optique du diamètre recherché.
Les préformes sont également fabriquées par des méthodes de dépôt chimique en phase vapeur, suivant plusieurs variantes possibles [14 Ungar, 15 Cognolato] :

- dépôt chimique modifié en phase vapeur (MCVD) [16 Nagel] ;
- dépôt chimique modifié en phase vapeur assisté par plasma (PMCVD) [15 Cognolato] ;
- dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PCVD) [17 O'Connor] ;
- dépôt extérieur en phase vapeur (OVD) [18 Blankenship] ;
- dépôt axial en phase vapeur (VAD) [19 Potkay].

Toutes ces méthodes reposent sur des réactions chimiques en phase vapeur se produisant à hautes températures, les oxydes ainsi formés (SiO_2, GeO_2, …) se déposant sous forme de fines couches sur la surface interne d'un tube de verre/silice pour les procédés dits 'internes' ou autour d'un barreau de verre pour les procédés dits 'externes'. En MCVD, le dépôt homogène est possible grâce à un chalumeau oxhydrique installé sur une traverse mobile se déplaçant le long de la préforme, mouvement imprimé par la vis-mère du tour verrier, et combiné à la rotation du tube de verre (la future préforme) installé sur l'axe de rotation du tour (Fig. 1.5).
Le chalumeau a deux fonctions : amorcer la réaction chimique, et vitrifier les oxydes (synthétisés sous forme de "suies") en surface interne du tube. En définitive, les procédés internes comme le MCVD sont les plus fréquents eu égard au fait que l'environnement est

moins susceptible, dans une telle configuration, de polluer la préforme, et par conséquent contaminer la fibre optique.

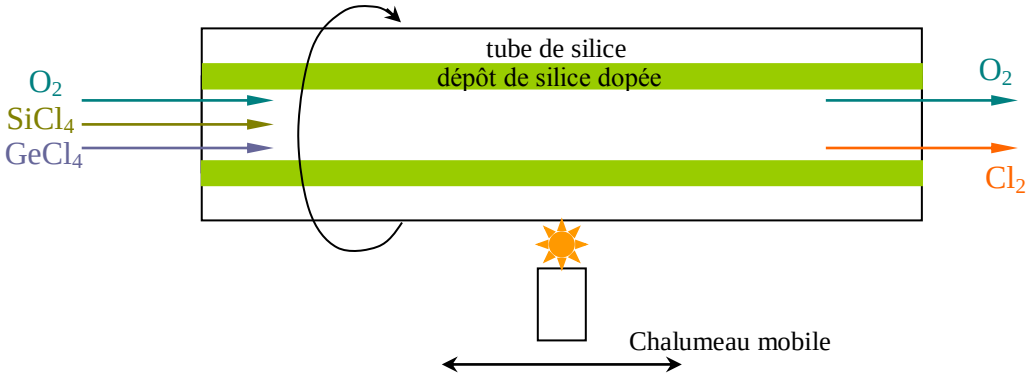


Figure 1.5 – Principe de fabrication d'une préforme de fibre optique

Les matières premières des réactions chimiques pour la fabrication des fibres les plus courantes sont $SiCl_4$ et $GeCl_4$. La réaction d'oxydation est déclenchée thermiquement, produisant la silice et d'autres oxydes :

- Réaction de synthèse de la silice

$$SiCl_4 + O_2 \rightarrow SiO_2 + 2\ Cl_2$$

- Dopages

$$GeCl_4 + O_2 \rightarrow GeO_2 + 2\ Cl_2$$
$$C_2F_6 + 2\ O_2 \rightarrow 6\ F + 2\ CO_2$$
$$4\ POCl_3 + 3\ O_2 \rightarrow 2\ P_2O_5 + 6\ Cl_2$$
etc…

Comme souligné plus en amont, les différents oxydes qui jouent le rôle de dopants, modifient les propriétés macroscopiques de la silice : l'oxyde de germanium accroît l'indice, l'oxyde de bore le fait baisser, l'oxyde d'aluminium augmente l'indice et rend la fibre plus sensible aux radiations, etc. [14 Ungar].
Une fois la préforme achevée, le procédé dit « de fibrage » permet de transformer, par étirage, la préforme (barreau de quelques centimètres de diamètre et de plusieurs décimètres de long) en une fibre optique. Pour y parvenir, la préforme est chauffée jusqu'à sa température de fusion à environ 1500°C (valeur dépendante du type de verre), tout en étirant continûment la zone chauffée vers le bas à l'aide d'un cabestan, dont la vitesse de rotation est précisément contrôlée afin de maintenir le diamètre de la fibre optique constant, et donc de produire une fibre la plus homogène possible.
Dans le même temps, la fibre ainsi formée est revêtue en ligne d'un polymère, généralement du polyacrylate pour les fibres dédiées au marché des télécoms, du polyimide, ou encore de l'ormocer® pour le marché des capteurs, voire même d'un métal (aluminium, cuivre, or) pour des application très spécifiques, formant ainsi une gaine de protection externe lui conférant la résistance requise pour l'application visée (Fig. 1.6).

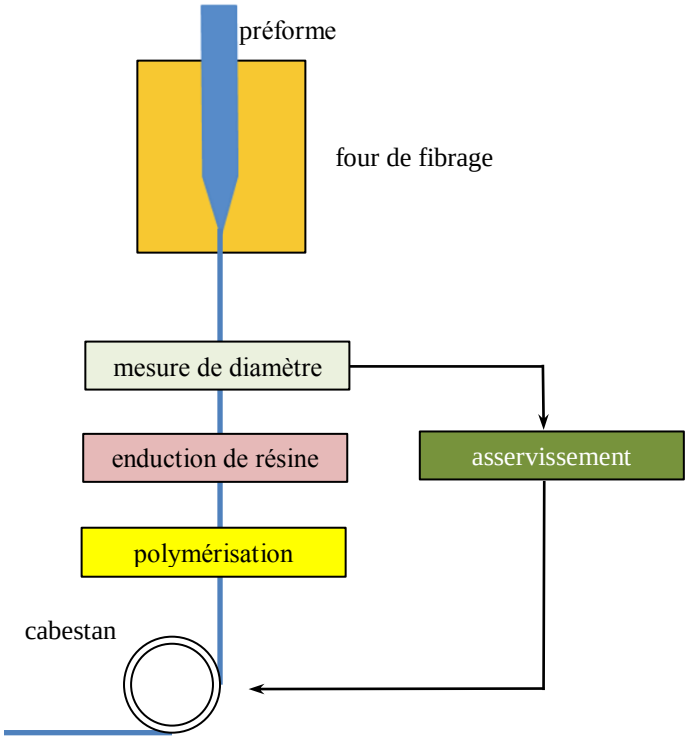


Figure 1.6 – Fibrage

iii. Applications des fibres optiques

Les fibres optiques permettent de nombreuses applications, dont certaines que l'on côtoie tous les jours. Grâce à leur flexibilité, les fibres optiques peuvent bien sûr servir de guides de lumière dans les endroits les plus exigus, difficiles à atteindre. Citons les trois domaines d'applications des fibres optiques les plus importants : les télécommunications, les lasers à fibres, et les Capteurs à Fibres Optiques.

iii.1 Les fibres optiques dans les télécommunications

Les télécommunications constituent bien évidemment le domaine d'application des fibres optiques le plus vaste. Ceci provient du fait qu'une fibre optique est capable de conduire la lumière avec très peu de pertes (0,2 dB/km en valeur standard pour la longueur d'onde de 1550 nm) sur des très longues distances, 50 km voire 100 km sans amplification (et des milliers de km avec amplification), est immune aux perturbations électromagnétiques environnantes, et d'autre part, offre une bien plus grande bande passante que les autres médias [1.20 Idachaba]. Il s'agit donc d'un milieu idéal pour la transmission d'informations, en particulier à très haut débit sur des très longues distances [21 Bulow].

iii.2 Les lasers à fibres optiques

Le dopage de la fibre optique à l'aide de terres rares (erbium, ytterbium, tellure, etc.) permet de créer dans la fibre (dans son cœur) un milieu amplificateur [2 Wasfi, 94 Magne]. De ce fait, il est également possible de construire des lasers à fibres optiques aux propriétés optiques spécifiques, et même des amplificateurs [95 Desurvire]. Le pompage dans ce cas est effectué par un autre laser (en général une diode laser fibrée) dont la lumière est injectée dans la fibre, et dans le cas des lasers à fibre, la cavité laser est avantageusement fermée par deux réseaux de Bragg [22 Ter-Mikirtychev].

iii.3 Les capteurs et réseaux de capteurs à fibres optiques (CFO et RCFO)

Le domaine des Capteurs à Fibres Optiques (CFO) est lui aussi très vaste, il s'est étoffé depuis quatre décennies. La fibre optique standard étant sensible à la température, aux déformations et de façon moindre à la pression, il devient de ce fait possible de mesurer ces paramètres avec des CFO [27, 96, 102, 103 Ferdinand]. Par ailleurs, il est également possible de rendre cette même fibre plus sensible (ou moins sensible) à d'autres paramètres physiques (comme les radiations ionisantes) en ajoutant des dopants différents [23 Hill, 114 Sporea], ou en modifiant son conditionnement (mesures d'humidité, du pH, etc.) [24 Gaston].
Selon leur principe de fonctionnement, on peut scinder les CFO en trois familles : les capteurs extrinsèques, les capteurs intrinsèques et les capteurs interférométriques.
Dans les capteurs extrinsèques, la fibre optique joue uniquement le rôle de support physique au transport des signaux. La traduction de phénomène utilisé ou du paramètre recherché se passe en dehors de la fibre, en ayant recours à un transducteur spécifique (micro-miroir vibrant en extrémité de fibre, composé chimique, mâchoire à micro-courbure, cristal sensible au champ électrique/magnétique, etc.). Les capteurs extrinsèques permettent par exemple de mesurer des paramètres physiques tels qu'une accélération, une vibration, une position linéaire/angulaire, une pression, une température, une viscosité, etc. [25 Udd].
A contrario, les capteurs intrinsèques convertissent le paramètre physique à mesurer en une modulation de l'un des paramètres de la lumière, directement au sein de la fibre, la silice jouant le rôle de transducteur de l'effet physique mis à profit. Historiquement de nombreux principes de mesure ont été étudiés, dans la cadre de l'étude et de la réalisation des CFO intrinsèques. Citons :

- Les capteurs fondés sur le principe des micro-courbures (mesures de pression, déformations, vibrations) [25 Udd], au final très peu performants du point de vue métrologique (non sélectif, sensibilité peu déterministe, etc.) et de fait pratiquement abandonnés par la communauté des CFO qui cherche à mettre au point des capteurs dignes de ce nom, aux performances traçables et comparables métrologiquement ;
- Les capteurs à réseaux de Bragg (mesures de déformations, température, pression, vibrations, etc.) [25 Udd, 26 Laffont, 96 Ferdinand] ;
- Les capteurs pyrométriques utilisant un corps noir (mesures de température sans contact) [25 Udd] ;

- Les capteurs distribués fondés sur :
  - la (rétro)diffusion de Raman (mesures de température exclusivement) [25 Udd, 27 Ferdinand] ;
  - La (rétro)diffusion Brillouin (mesures de température/déformations) [25 Udd, 27 Ferdinand] ;
  - La (rétro)diffusion de Rayleigh (mesures de température, déformations, rayon de courbure) [25 Udd, 27 Ferdinand, 28 Froggatt, 113 Magne].

Les capteurs interférométriques reposent bien entendu sur la mesure d'interférences. Ce sont des capteurs construits avec divers types d'interféromètres, comme les interféromètres de :

- Michelson (mesures de température, déformations, acoustique, champ magnétique et électrique) [25 Udd] ;
- Sagnac (mesures de déformations, rotation, accélération, acoustique, courant, champ magnétique, longueur d'onde) [25 Udd, 33 Lin] ;
- Mach-Zehnder (mesures de température, acoustique, champ magnétique et électrique, acoustique, courant, accélération) [25 Udd, 33 Lin] ;
- Fabry-Perot (mesures de température, acoustique, pression, indice de réfraction) [25 Udd] ;

Comme on peut le constater, les CFO, et leur mise en réseau constituant des réseaux de capteurs (RCFO), offrent de nombreuses possibilités en instrumentation pour la mesure des divers paramètres physiques.
Le sujet de la présente thèse concerne plus particulièrement les Capteurs à Fibres Optiques distribués (continûment sensibles) basés sur la diffusion de Rayleigh. Dans le chapitre suivant, nous allons dans un premier temps détailler l'historique et l'état de l'art actuel de ces capteurs distribués.

1 État de l'art des Capteurs à Fibres Optiques

1.1 Fibre optique comme transducteur idéal pour la profilométrie

De nombreuses applications que l'on côtoie jusque dans notre vie quotidienne, ainsi que dans les domaines scientifiques et industriels, requièrent d'effectuer des mesures de divers paramètres physiques. Le but de ces mesures peut concerner le contrôle du fonctionnement d'une ligne de production industrielle (*e.g. :* le suivi des contraintes en cours de production des ampoules électriques), un système de surveillance (*e.g. :* un système d'alerte d'intrusion ou de détection de fuites), etc. Dans d'autres cas, il est nécessaire de réaliser des mesures pour déterminer indirectement d'autres paramètres ou informations que l'on désire obtenir ; par exemple, pour calculer la route vraie d'un navire, il faut effectuer les mesures de sa position géographique, la direction du vrai nord, les vitesses angulaires et les accélérations, ce qui peut se faire à l'aide d'un système de navigation inertielle qui inclut un gyrocompas constitué de trois gyroscopes (de plus en plus à fibre optique), et des accéléromètres.
Par ailleurs, on a également souvent besoin d'effectuer des mesures ponctuelles et uniques, c'est-à-dire de mesurer un paramètre physique en un seul point et une seule fois (*e.g. :* mesure de distance avec un télémètre laser). Dans d'autres cas, il est nécessaire de déterminer une évolution temporelle, autrement dit mesurer un paramètre physique donné, plusieurs fois dans le temps, afin de pouvoir prévoir l'évolution de son comportement, voire le surveiller en temps réel (*e.g.* : la mesure de la vitesse de vent pour la météo, ou pour un système d'alerte incendie).
Mentionnons également un type de mesures assez courant, celui qui concerne la mesure de profils, lorsqu'il s'agit de surveiller la distribution spatiale d'un paramètre physique ou connaître sa valeur en fonction de la distance (*e.g. :* la mesure de rugosité pour l'estimation de qualité de polissage, la mesure de l'homogénéité de la température dans une ligne de production industrielle). Naturellement, dans ce dernier cas, il est possible d'effectuer les mesures de profil point par point, avec un certain échantillonnage spatial. Mais cela demande beaucoup de temps et donc de ressources, bien plus que si l'on effectue la mesure du profil complet en une seule fois. De plus, bien évidemment, il existe des situations où il est nécessaire d'effectuer les mesures de profil et les mesures d'évolution temporaires simultanément (*e.g.* : détection de fuite le long d'une conduite, d'un *pipeline*). Dans ce cas avec des mesures locales, point par point, on risque bien sûr d'obtenir des données erronées par rapport à l'évolution temporelle si le paramètre physique à mesurer évolue trop rapidement. Or, si l'on effectue la mesure du profil dans son intégralité en une seule fois, alors une surveillance automatique de son évolution temporelle est envisageable, et potentiellement rentable.
Dans la pratique, jusqu'alors, pour réaliser la mesure d'un profil donné, quelle que soit la structure concernée, il fallait soit poser plusieurs capteurs avec un certain échantillonnage (pas) spatial entre eux (par exemple une série de thermocouples pour enregistrer un profil de température), soit disposer d'un seul "grand" capteur multipoints capable de mesurer le paramètre physique demandé, en plusieurs points, et de manière simultanée.

Or, la fibre optique, grâce à son aspect filiforme très long et sa sensibilité à divers paramètres physiques environnants (Cf. § iii.3), peut clairement être envisagée comme un capteur idéal pour la mesure de profils. C'est dans ce domaine des mesures profilométriques à fibre optique, à savoir les CFO répartis – que s'insère le sujet de la présente thèse.

1.2 Les méthodes de mesure de distance parcourue dans la fibre

Afin de pouvoir effectuer les mesures avec une seule fibre optique, il est nécessaire de pouvoir déterminer la distance parcourue par lumière dans la fibre, jusqu'au « point de mesure » considéré à un instant « t ». Grâce à ces mesures de distance, on va ensuite reconstruire la distribution spatiale de la valeur physique à mesurer.
En pratique, il existe deux méthodes différentes de mesures de distance dans une fibre optique : la réflectométrie temporelle, ci-après nommée OTDR (*Optical Time Domain Reflectometry*) et la réflectométrie fréquentielle, ci-après nommée OFDR (*Optical Frequency Domain Reflectometry*), chacune ayant jusqu'à plusieurs variantes/déclinaisons.
Le principe général des réflectométries temporelle et fréquentielle ressemble au fonctionnement d'un radar. En réflectométrie temporelle, on injecte de manière répétée des impulsions lumineuses dans la fibre optique qui joue le rôle de capteur, puis chacune de ces impulsions lumineuses est retro-réfléchie par les défauts internes de la structure de fibre, il est possible après acquisition de ces « échos » de déterminer l'information contenue dans ces signaux et de déterminer tant la distance parcourue dans la fibre optique (l'adresse du point de mesure) que la mesure proprement dite.

1.2.1 La Réflectométrie temporelle

1.2.1.1 Principe de base d'un OTDR

Le principe de la méthode OTDR, comme indiqué ci-dessus, se résume en l'analyse temporelle (donc spatiale, de l'indice de réfraction, du simple fait que la vitesse de propagation est connue) des « échos » générés par les impulsions préalablement injectées dans la fibre optique. Le schéma de fonctionnement de la méthode OTDR est présenté sur la Figure 1.7.

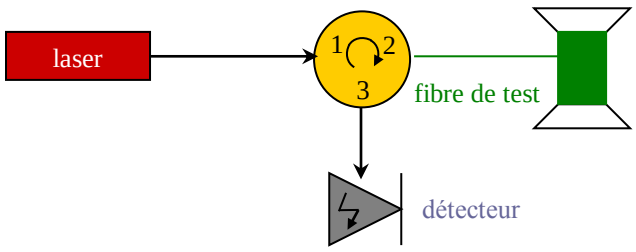


Figure 1.7 – Schéma général d'un OTDR

Ces échos sont la conséquence, d'une part, du passage des impulsions incidentes à travers certains 'accidents' le long de la fibre, tels les connecteurs, les soudures, ou d'éventuels composants que contient la liaison, et d'autre part, du guide lui-même, à savoir les

molécules de silice constituant le cœur de la fibre qui diffusent les impulsions incidentes, et donc les renvoient partiellement une fraction du signal incident vers sa source, il s'agit là de la rétrodiffusion. Plusieurs effets physiques peuvent générer un phénomène de (rétro)diffusion dans la silice : il s'agit des effets Rayleigh, Raman et Brillouin. Dans le cas d'un réflectomètre OTDR simple, comme ceux utilisés en télécoms, seule la rétrodiffusion de Rayleigh intervient. Celle-ci est due, tout comme le bleu du ciel, à la répartition rendue aléatoire lors du fibrage, des molécules de silice qui restent relativement petites en taille par rapport au diamètre du guide, justifiant le modèle décrit par John William Strutt, troisième baron Rayleigh (plus connu sous son titre Lord Rayleigh, lauréat du prix Nobel de physique de 1904) qui, en 1871, fournit une explication de la couleur du ciel en la reliant à la diffusion de la lumière par les molécules d'air (Fig. 1.8).

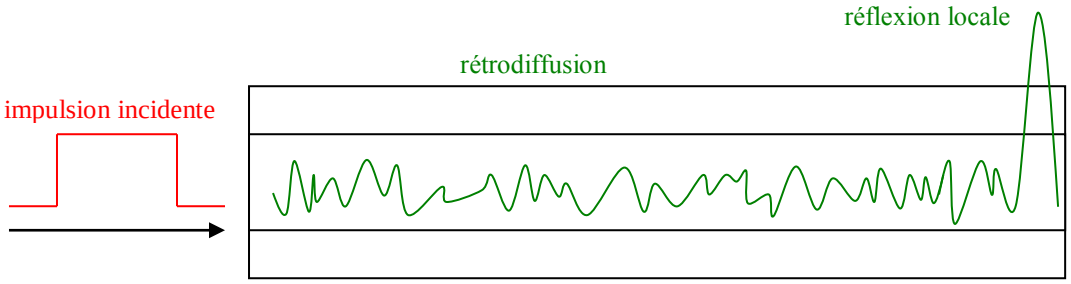


Figure 1.8 – Structure de la lumière rétro-réfléchie : diffusion de Rayleigh et pic de réflexion en fin de fibre

La distance parcourue dans la fibre dans le cas de la méthode OTDR est déterminée en fonction du temps de vol de l'impulsion [29 Listvin] :

$$l = \frac{c.t}{2n} \qquad (1.3)$$

où : t est le temps de vol dans la fibre ;
c est la vitesse de lumière dans le vide ;
n est l'indice de groupe de la fibre optique.

1.2.1.2 Applications principales d'un OTDR

La mesure OTDR est beaucoup utilisée en télécommunications pour la détection de défauts le long du réseau optique et pour la mesure des affaiblissements le long des câbles optiques [1.39 Barnoski]. L'appareil industriel effectuant ce type de mesure porte le nom de réflectomètre OTDR. La détection des défauts est possible grâce à l'analyse du profil caractéristique de la courbe de réflectométrie (Fig. 1.9).

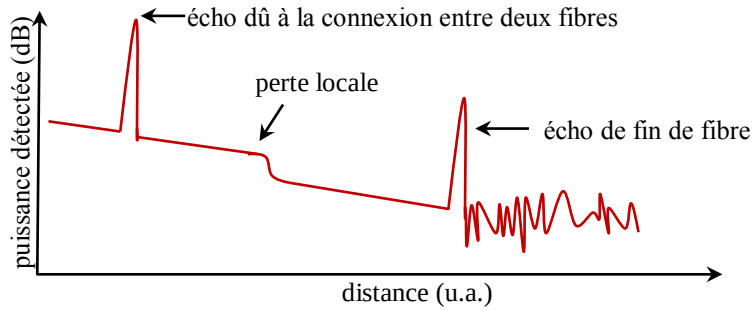


Figure 1.9 – Courbe caractéristique d'un OTDR

La trace caractéristique de réflectométrie, telle que présentée sur la Figure 1.9, illustre la structure du profil des pertes d'une fibre optique sous test. Les pics correspondent à des échos ponctuels, dus par exemple aux connexions des fibres différentes entre elles, ou à la fin de la fibre, s'agissant tout simplement de réflexions de Fresnel. La pente (négative s'agissant de pertes) de la courbe caractéristique est due à l'atténuation du signal transporté dans la fibre (0,2 dB/km à 1,55 µm pour une fibre télécom de type Corning® SMF-28). Lorsqu'un défaut apparaît dans une fibre (résultant d'un défaut de fabrication, de micro-courbures, de micro déformations, etc.), il apparaît des pertes (et donc une marche descendante sur la courbe) à l'endroit concerné. Le niveau de la courbe caractéristique baisse donc localement. Dans le cas de l'OTDR, précisons qu'il existe parfois des zones 'aveugles' en aval de pics très énergétiques qui aveuglent le détecteurs pendant quelques dizaines de nanosecondes, correspondant spatialement à quelques mètres). D'autre par la résolution étant définie par la largeur temporelle des impulsions, lorsque la distance entre deux défauts est trop petite, ils ne peuvent être discernés [29 Listvin].
La réflectométrie temporelle de type OTDR a d'autres types d'applications que la simple caractérisation des réseaux télécoms, puisqu'elle peut aussi exploiter des effets physiques dont l'information est portée par les signaux rétrodiffusés : l'effet Raman dans les fibres optiques permet ainsi de mesurer des profils thermiques, et l'effet Brillouin, des profils thermomécaniques (température et déformations) [34 Kersey, 40 Masoudi].
En fait, dans tous ces cas, la méthode OTDR fournit uniquement le multiplexage des points de mesure, *via* l'information sur la distance parcourue dans la fibre optique ; la mesure des paramètres physiques est quant à elle liée aux caractéristiques internes de fibre, sujet dont nous discuterons au paragraphe 1.3.

1.2.1.3 Performances d'un OTDR

Nous allons maintenant nous intéresser à deux facteurs clefs : la 'portée', c'est-à-dire la distance maximale d'interrogation de la fibre sous test, et la résolution spatiale définissant la distance minimale permettant de discerner deux points de mesure consécutifs. Il est cependant impossible d'obtenir une mesure à très grande distance avec la meilleure résolution spatiale. Il est nécessaire d'effectuer un compromis entre ces deux caractéristiques (distance et résolution spatiale) de la mesure réflectométrique.

La portée (distance maximale) est définie par la dynamique de mesure et, donc, par le rapport signal/bruit : c'est la distance maximale à laquelle le niveau de rétrodiffusion de Rayleigh détectée est égal au rapport signal/bruit [30 Gold, 31 Aoyama].
La résolution de mesure δz du système OTDR est déterminée par la largeur τ des impulsions laser injectées dans la fibre [32 Belkin], par l'intermédiaire de la relation

$$\delta z = \tau \frac{V_g}{2} \qquad (1.4)$$

où : $v_g = c/n$ la vitesse de groupe dans le cœur de la fibre.

A son origine, les distances maximales atteignables par cette technique de mesure étaient de l'ordre d'une dizaine de kilomètres, avec une résolution spatiale de l'ordre de 100 m [31 Aoyama, 34 Kersey]. À ce jour, les performance se sont beaucoup améliorées, tant au niveau de la portée de mesure qu'au niveau de la résolution spatiale, même si bien entendu, certaines limites physiques restent incontournables. De fait, et même si certaines améliorations technologiques sont toujours à venir, on est relativement proche à ce jour des limites physiques de ce que pourra fournir un OTDR.
Le meilleur compromis atteint aujourd'hui pour la méthode OTDR est une portée d'environ 250 km pour une résolution proche de 100 m. L'augmentation de la dynamique d'un OTDR a été rendue possible grâce à l'utilisation de détecteurs à comptage de photons uniques, à supraconductivité. Ce type de détecteur permet d'augmenter le niveau du rapport signal sur bruit en réduisant le bruit, donc d'accroître la dynamique de l'instrument, et par conséquent la distance maximale mesurable [35 Zhao].
Le principal inconvénient de cette méthode est la durée, relativement longue, de sa mesure (quelques secondes pour de courtes portées, mais jusqu'à 40 minutes pour des portées ultimes), du fait qu'il est nécessaire d'accumuler l'information à partir du comptage de photons uniques. Un autre inconvénient de ces techniques révolutionnaires, et non des moindres, est le coût important des détecteurs. *A contrario*, un OTDR « de base », très compact et portable, est aujourd'hui très abordable (coût inférieur à 10 k€).
La résolution de mesures des OTDR a également été améliorée : elle a passé d'une centaine de mètres, à quelques mètres, puis pendant longtemps à un mètre, et enfin à une dizaine de centimètres de nos jours (dans le respect du nécessaire compromis résolution-portée).
De telles résolutions, si petites, sont devenues possibles grâce à la méthode dite de l'OTDR chaotique (chaos-OTDR) [36 Dong, 37 Y. Wang, 38 Z. Wang]. Dans cette méthode on injecte dans la fibre la lumière émise par une source laser continue qui présente des fluctuations aléatoires d'intensité. N.B. : il existe des sources laser pour lesquelles la fonction de corrélation de leur signal d'intensité (en fonction de temps) a l'allure de pic de Dirac (fonction δ).
La détection des défauts le long de la fibre est obtenue à l'aide d'une corrélation entre le signal chaotique de référence et le signal rétrodiffusé provenant de la fibre sous test. Le schéma d'un chaos-OTDR est présenté sur la figure 1.10 [37 Y. Wang] :

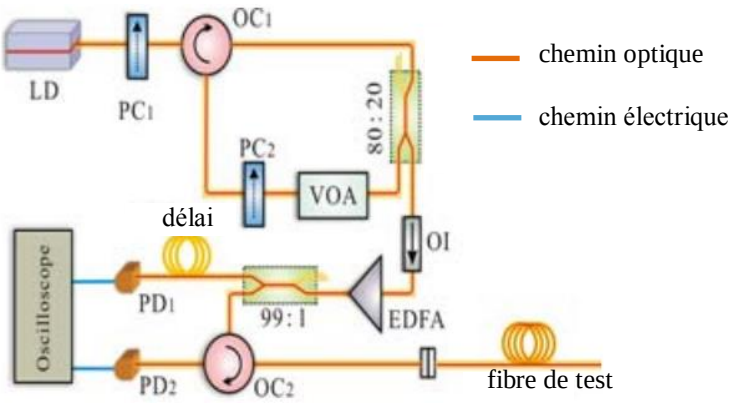


Figure 1.10 – Schéma de principe d'un « chaos-OTDR » [37 Y. Wang]

La source laser est formée par une cavité en anneau externe afin de rendre à la lumière émise par le laser une nature chaotique convenant à la méthode du « chaos-OTDR ». Puis, on divise le signal en, d'une part, un signal de test, et d'autre part, un signal de référence. Le signal de test est envoyé à la fibre sous test avant que l'onde rétro-réfléchie ne soit détectée. Le signal de référence nécessite une ligne à retard, afin de compenser le décalage temporel entre les chaînes d'acquisition de test et de référence [37 Y. Wang].
Cette méthode permet donc d'obtenir une résolution de l'ordre d'une dizaine de centimètres pour la distance maximale de 100 km, mais uniquement pour la détection des défauts ou la mesure d'atténuation [36 Dong, 37 Y. Wang, 38 Z. Wang]. Ce type de réflectomètre chaos-OTDR reste à ce jour au niveau de la R&D, et n'a pas encore été décliné pour d'autres types de mesure (température, etc.).

1.2.2 La Réflectométrie fréquentielle

1.2.2.1 Principe de base de l'OFDR

Il existe deux types de réflectométrie fréquentielle : la méthode OFDR incohérente et la méthode OFDR cohérente.
Dans les méthodes d'OFDR incohérente, un signal continu (signal de test) est modulé en intensité par un modulateur dont la fréquence évolue périodiquement dans une certaine bande de manière discrète (*step-frequency*) [41 Nakayama] ou continue (balayage de fréquence) [42 Dolfi]. Ce signal modulé est injecté dans la fibre de test où il est réfléchi par les défauts de la fibre et par la rétrodiffusion de Rayleigh. On détecte le signal réfléchi en fonction de la fréquence du modulateur et on obtient la réponse de la fibre sous test dans le domaine fréquentiel. Puis, par une transformée de Fourier, on passe dans le domaine du temps de vol dans la fibre et, donc, dans le domaine des distances.
Un autre type d'OFDR a été développé sur le principe dit de la FMCW (*Frequency Modulated Continuous Wave*). Le signal laser (idéalement d'amplitude constante) est balayé en fréquence et mixé avec le signal de test [43 MacDonald].
L'OFDR cohérent est un peu différent, en ce sens que l'on envoie dans la fibre une impulsion lumineuse modulée linéairement en fréquence. Cette méthode nécessite un laser

accordable, sur une bande la plus large possible, exempte de sauts de modes. L'onde émise par le laser est divisée en signal de référence et un autre signal de mesure injecté dans la fibre sous test. Puis, les signaux sont mélangés dans un coupleur, et le signal d'interférence est détecté (Fig. 1.11).

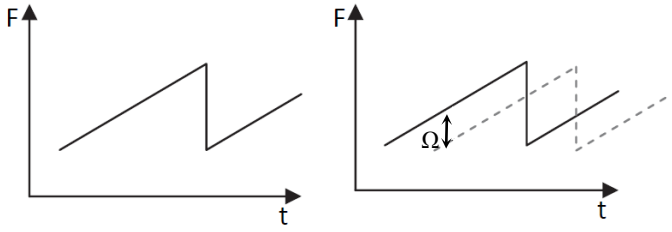


Figure 1.11 – Modulation en fréquence de signal dans la fibre : signal injecté (à gauche) et signal rétro-réfléchi par rapport au signal initial (à droite)

Le signal réfléchi par un point dans la fibre de test est retardé par rapport à celui de référence, et il revient vers le coupleur avec une fréquence décalée, plus basse (Fig. 1.11). L'image d'interférence contient la fréquence de battement liée à la distance parcourue [32 Belkin] :

$$z = \frac{c\Omega}{2n\gamma} \qquad (1.5),$$

où : Ω est la fréquence de battement ;
c est la vitesse de lumière dans le vide ;
n est l'indice de la fibre, et γ la vitesse de balayage de fréquence.

La relation (1.5), qui concerne la distance depuis l'entrée jusqu'à un point fixe dans la fibre duquel l'impulsion lumineuse a été réfléchie, est utilisable pour le calcul des distances, et donc pour la localisation des point réfléchissants (connecteurs, etc.). Cependant, la lumière injectée est réfléchie par l'ensemble de la fibre optique par diffusion de Rayleigh. Il existe donc un « *continuum* » des fréquences décalées réfléchies provenant de chaque « point » de la fibre. Dans ce cas, afin d'acquérir l'image complète des distances parcourues dans la fibre, il est nécessaire d'effectuer une transformée de Fourier pour passer dans le domaine du temps de vol, et donc dans celui des distances [44 Yuksel].
Le schéma d'un OFDR cohérent est présenté sur la figure 1.12.

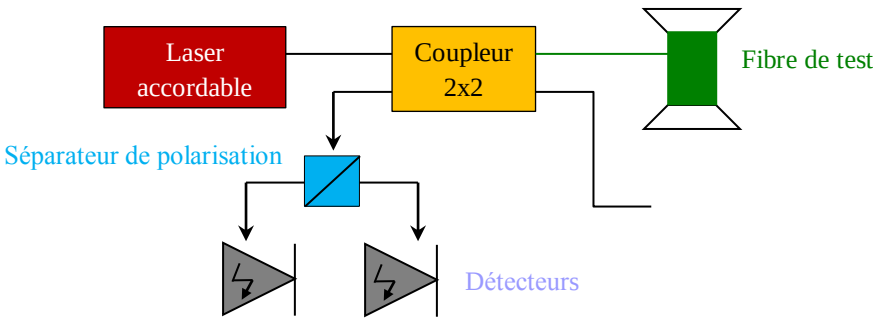


Figure 1.12 – Principe d'un OFDR cohérent

Puisque on effectue la détection de la lumière de manière cohérente, le signal d'interférences dépend beaucoup des états de polarisation, à la fois du signal de test et de celui de référence. Or, si à l'arrivée au niveau détecteur, les signaux présentent des états de polarisation orthogonaux, alors l'interférence ne sera pas visible. Il est donc nécessaire de séparer les états de polarisation avant la détection. On détecte alors deux types de signaux : un pour chaque état de polarisation (s et p) et on réunit ces signaux s et p en un champ total, après la détection.
La courbe caractéristique d'un OFDR est présentée sur la figure 1.13.

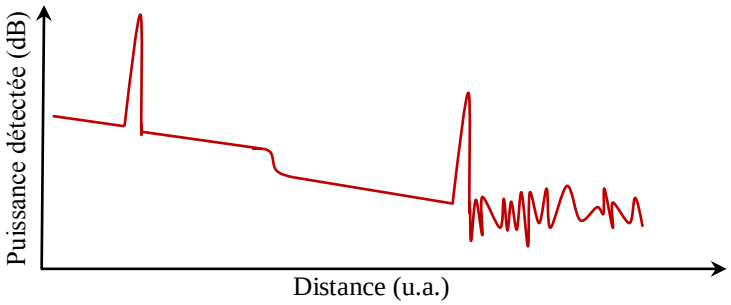


Figure 1.13 – Trace caractéristique d'un OFDR, après transformation de Fourier du signal de battements détecté

A première vue, elle présente la même allure que celle d'un OTDR, sauf que la distance, la portée, couverte par la méthode OFDR est réduite. Dans le cas d'un OTDR cohérent elle reste limitée par la longueur de cohérence de la source laser. Les grands pics sur la figure 1.13 correspondent aux connexions des fibres différentes entre elles. A l'origine de ces pics reste par exemple la réflexion de Fresnel de fin de fibre, ou au niveau d'un connecteur de faible qualité (fort *return loss*). Le même phénomène explique le pic en extrémité de fibre.

1.2.2.2 Domaines d'applications de la réflectométrie OFDR

La méthode OFDR a de nombreuses applications possibles grâce en particulier au fait qu'elle offre une excellente (très petite) résolution spatiale, par comparaison à la réflectométrie temporelle (Cf. § 1.2.2.3). L'une de ses applications les plus courantes est la caractérisation des instruments optiques tout-fibre, à savoir des micro-réseaux formés de composants fibrés et de plusieurs modules (WDMs, modulateurs, etc.) [45 Wegmuller, 46 Weid]. Une autre application concerne la mesure du gain des amplificateurs optiques [47 Wegmuller, 48 Martins-Filho] car la méthode OFDR cohérente permet de filtrer le bruit d'émission spontanée et le signal résiduel de pompage grâce à la nature même de sa détection. Puisque la méthode OFDR est sensible aux états de polarisation il est donc également possible de mesurer la biréfringence des fibres monomodes [49 Huttner] ou des fibres à maintien de polarisation [50 Froggatt].
La méthode OFDR a également d'autres types d'applications qui concernent les mesures de température, déformations et d'autres paramètres physiques [27 Ferdinand, 34 Kersey, 109 Boldyreva, 110 Maurin, 113 Magne]. Précisons à nouveau que dans tous ces cas, le multiplexage inhérent à une méthode OFDR fournit uniquement l'information sur la distance parcourue dans la fibre optique (donc l'adresse des points de mesure), mais pas la

mesure des paramètres physiques, dont la sensibilité reste liée aux caractéristiques internes de la fibre ; ce dont nous allons discuter dans le paragraphe 1.3.

1.2.2.3 Performance d'un OFDR

Comme nous l'avons fait précédemment pour la méthode OTDR, nous allons surtout nous intéresser dans la méthode OFDR à la distance maximale détectable (la portée), et à la résolution spatiale.
La résolution spatiale de la méthode OFDR est définie par les caractéristiques de la source laser utilisée, et dépend de la bande de balayage de sa fréquence comme suit :

$$\delta z = \frac{c}{2n\Delta f} \qquad (1.6),$$

où c est la vitesse de lumière dans le vide ;
n est l'indice de la fibre ;
Δf est la largeur de bande de balayage.

C'est pour cela que la méthode OFDR fournit une résolution centimétrique, voire même millimétrique, d'autant plus petite que l'excursion en fréquence de la source laser est grande. L'un des points clef de l'OFDR concerne le fait que la source laser accordable soit rigoureusement sans sauts de modes, et offre une longueur de cohérence la plus grande possible, car cette dernière conditionne la distance maximale mesurable par la méthode [51 Tsuji]. En effet, pour que l'interférence des signaux de test et de référence puisse se produire, il est clairement requis que la distance maximale soit inférieure à une demi-longueur de cohérence de la source laser (une demi-longueur, car la lumière fait un aller-retour dans la fibre de test). Puis, si on prend également en compte le théorème de Shannon, qui indique que l'échantillonnage doit être supérieur au double de l'écart entre les fréquences minimale et maximale qu'il contient, il faudrait diviser cette distance encore par deux. La portée maximale possible devient donc : $L_{coh}/4$.
Précisons que la portée, par exemple limitée à 100 m environ avec un laser accordable sur la bande C+L, est beaucoup plus petite que celle rendue possible par la méthode OTDR.
En fait, il est possible d'effectuer les mesures OFDR pour des distances allant au-delà de la longueur de cohérence du laser, mais uniquement pour la détection des événements induisant des réflexions de Fresnel (*e.g.* : détection de défauts ou de connecteurs) [51 Tsuji]. On ne parle plus dans ce cas d'un capteur 'réparti' mais distribué'.
Afin d'augmenter la portée de la méthode OFDR, l'emploi d'autres types de lasers a également été envisagé [52 Geng] : un laser à fibre optique dopé Er/Yb a ainsi permis d'augmenter la distance maximale jusqu'à 95 km. Par contre, la résolution était dans ce cas d'une dizaine de centimètres, ce qui dans l'absolu n'est pas très performant pour ce type de méthode, mais reste tout de même parfaitement respectable pour une telle distance !
Une autre technique d'accroissement de la distance maximale interrogeable porte sur la compensation du bruit de phase du laser [53 Fan, 54 Froggatt]. La phase de la lumière émise par le laser peut en effet fluctuer dans le temps, ce qui augmente le bruit et perturbe les mesures. La méthode de compensation du bruit de phase consiste à exclure la phase du laser

du traitement de signal grâce à un interféromètre auxiliaire. Le schéma principal de la méthode OFDR avec compensation de bruit de phase est présenté sur la figure 1.14 :

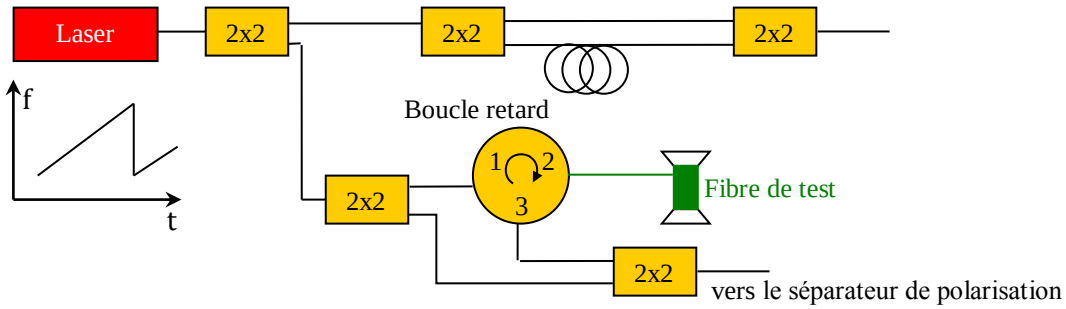


Figure 1.14 – OFDR avec compensation de bruit de phase

La méthode OFDR à compensation de bruit de phase permet d'augmenter la portée jusqu'à 2 km environ, tout en conservant une résolution spatiale millimétrique.
La méthode de compensation de bruit de phase exclut tous les termes d'intensité détectée contenant cette information. Pourtant, il est également possible d'utiliser cette information pour augmenter la portée de l'OFDR. Ce type de traitement permet, à ce jour, d'atteindre une distance maximale mesurable de 120 km pour la rétrodiffusion de Rayleigh, et de 170 km pour les réflexions de Fresnel. Cela étant, la résolution spatiale de tel système est largement dégradée (elle peut atteindre 200 m) [55 Ding].

1.2.3 Bilan des méthodes OTDR et OFDR

La comparaison des caractéristiques principales des méthodes OTDR et OFDR est présentée dans les tableaux 1.1.

Caractéristique	OTDR		OFDR	
Portée	Limitée par la dynamique de l'instrument et par les pertes de la liaison	Dizaines, à centaine(s) de km	¼ de la longueur de cohérence L_c (et la différence de marche de l'interféromètre MZ > L_c). Limitée par la longueur de cohérence L_c, si pas de MZ	L_{max} = 70 m (OBR 4400 et 4600 Luna) *Extended :* 2 km 120 km pour δz = 200 m
Résolution spatiale	Limitée par la largeur temporelle τ des impulsions : $\delta z = \frac{v_g.\tau}{2}$	Typique : 1 m Télécoms longues distances : 100 m (état de l'art R&D : 10 cm si L_{max} = 100 km)	$\delta z = \frac{\lambda^2.\Delta\lambda}{2.n_g} = \frac{c}{2.n.\Delta\nu}$	Millimétrique n.b. : Compromis avec la résolution de mesure. Peut être affectée par les non-linéarités du balayage fréquentiel

Tableau 1.1 – Caractéristiques principales des méthodes de réflectométrie temporelle et fréquentielle

Comme on peut le voir dans le tableau précédent, les méthodes OTDR et OFDR présentent des caractéristiques assez différentes. La méthode OTDR offre une capacité de mesures à

très longue distance, mais avec une large résolution spatiale, d'autant moins bonne que la portée s'accroît. La méthode OFDR offre la résolution spatiale centimétrique, voire millimétrique, mais elle est limitée au niveau de la distance maximale à une portée plutôt décamétrique dans la pratique. Ces deux méthodes ne sont pas concurrentes, mais finalement plutôt complémentaires en termes d'applications.
Au final, tout dépend de l'objectif : a-t-on une structure de très grande longueur ou de taille moyenne à interroger/surveiller ? De là en découlent la portée de la mesure, et celui de sa résolution spatiale. Toutes choses étant égales par ailleurs, il est en effet peu envisageable d'être gagnant sur les deux tableaux !
Dans la présente thèse, le choix a été fait de se focaliser sur la meilleure résolution spatiale possible, ce qui a également milité pour que la méthode OFDR soit retenue.

1.3 Principaux types de mesures réalisables par fibre optique

Dans le paragraphe 1.2 nous avons abordé/présenté les différentes méthodes pour déterminer la distance parcourue par la lumière en aller-retour dans la fibre. Ces méthodes permettent intrinsèquement de remonter à la distribution spatiale d'un paramètre physique donné le long de la fibre sous test, mais pas à la valeur de ce paramètre physique (sauf lorsqu'il s'agit des paramètres que l'on peut déterminer directement à partir de la trace caractéristique de la réflectométrie, telles les pertes).
Dans ce qui suit, nous allons décrire les principes de mesure de divers paramètres physiques avec une fibre optique, illustrant ainsi ce que produisent ces paramètres sur la structure interne du guide.
Une fois ceci établi, nous pourrons revenir à la méthode OFDR pour cette fois la mesure profilométrique de ces paramètres physiques. Mais avant cela, présentons sommairement la technique emblématique des capteurs distribués, à savoir les réseaux de Bragg. Comme nous le verrons, cette digression nous servira dans la suite pour mieux appréhender le principe de transduction à la base de notre sujet d'étude.

1.3.1 Capteurs distribués : réseaux de Bragg

Une famille désormais bien connue des Capteurs à Fibres Optiques concerne les capteurs distribués à réseaux de Bragg. Pour mémoire, chaque réseau de Bragg inscrit dans la fibre forme un transducteur sensible à température, aux déformations et d'une façon moindre à la pression hydrostatique [96 Ferdinand].
Ainsi, après avoir inscrit une chaîne des réseaux de Bragg dans le cœur d'une fibre optique, avec chacun un certain pas, on obtient une série des transducteurs ponctuels (réfléchissant chacun une longueur d'onde spécifique, proportionnelle au pas des franges d'interférences ayant servi à photo-inscrire la structure d'indice qui les caractérise) susceptibles de fournir un profil discret (échantillonné) d'un paramètre physique à mesurer (Fig. 1.15). Ce type de réseaux de capteurs multi-ponctuels est l'illustration de ce que l'on nomme les capteurs distribués.

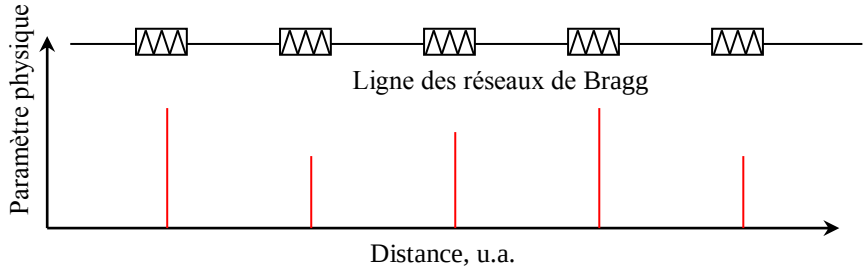


Figure 1.15 – Exemple d'un système de mesure à base des capteurs distribués

1.3.1.1 Réseaux de Bragg : principe de base

Les réseaux de Bragg sont formés par une modulation périodique de l'indice de réfraction du cœur de fibre optique (Fig 1.16).

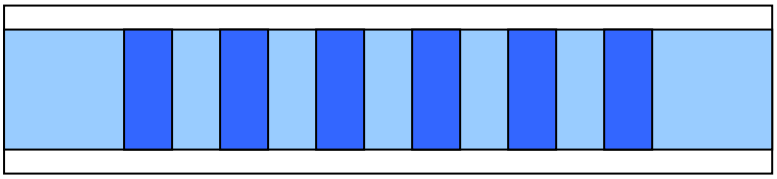


Figure 1.16 – Réseau de Bragg dans une fibre optique (les couleurs différentes correspondent aux indices différents)

Le nom de telle structure périodique dans la fibre rend hommage à la loi de diffraction de Bragg qui décrit la dépendance de l'angle de diffraction des rayons X sur les plans équidistants formés par les couches atomiques (Fig. 1.17).

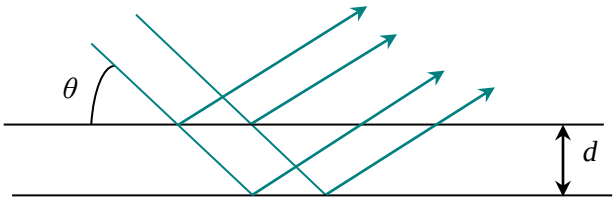


Figure 1.17 – Diffraction de Bragg

La loi de Bragg est :

$$2d \sin\theta = \frac{\lambda_0}{n} \qquad (1.7),$$

où : d est la distance entre deux couches atomiques successives, ;
λ_0 est la longueur d'onde dans le vide ;
n est l'indice de matière ;
θ est l'angle d'incidence.

Cependant, si on fixe l'angle d'incidence (*e.g.* : θ = 90°) et la distance entre les plans d'une structure périodique, seule la longueur d'onde λ_0 va être rétro-réfléchie du continuum du spectre incident. C'est exactement le principe de fonctionnement des réseaux de Bragg : on inscrit une structure d'indice périodique de pas Λ dans la fibre (il s'agit alors d'un réseau de phase), ce qui détermine la longueur d'onde réfléchie par le réseau [56 Kashyap] :

$$\lambda_B = 2n_{\text{eff}}\Lambda \qquad (1.8),$$

où : n_{eff} est l'indice effectif de la fibre optique.

Ainsi lorsque l'on injecte un spectre large dans une fibre contenant un réseau de Bragg dont la longueur d'onde caractéristique est contenue dans le spectre de la source, alors on obtient effet de filtre (filtrage passe-bande en réflexion) à la longueur d'onde caractéristique du réseau, appelée à juste titre « longueur d'onde de Bragg » (Fig. 1.18).

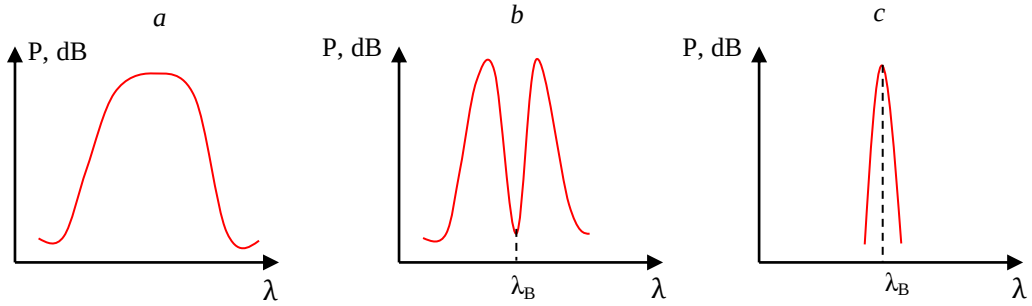


Figure 1.18 – *a* : spectre envoyé sur le réseau de Bragg ; *b* : spectre en sortie de fibre ; *c* : spectre rétro-réfléchi

Du fait de leur fonction première de filtrage, les réseaux de Bragg ont très tôt été utilisés comme filtres spectraux [56 Kashyap, 57 Dong] et comme miroirs, en particulier pour fermer la cavité des lasers à fibres optiques [56 Kashyap, 58 Liaw].

1.3.1.2 Inscription des réseaux de Bragg

Le phénomène physique permettant classiquement d'inscrire un réseau de Bragg dans une fibre optique est la photosensibilité de la silice à la lumière bleue et surtout ultraviolette [60 Hill]. À l'origine de ce phénomène sont les centres colorés formés dans la fibre lors de sa fabrication [61 Sceats].
Il existe plusieurs méthodes d'inscription des réseaux de Bragg. Historiquement, la première méthode est celle dite d'inscription longitudinale [59 Hill] qui a lieu lorsqu'on injecte la lumière de laser argon (λ = 488 nm) dans la fibre optique. L'autre méthode largement utilisée, dite « transverse », d'inscription interférométrique consiste à projeter l'image d'interférence d'un laser UV sur la zone de la fibre optique où le réseau de Bragg doit être inscrit [59 Hill, 62 Meltz]. Le même principe peut être appliqué en utilisant un réseau (ce que l'on nomme habituellement un masque de phase) pour projeter une image de diffraction sur le cœur de la fibre [59 Hill].

Une méthode d'inscription physiquement différente est apparue plus tard, qui fait intervenir un laser femtoseconde. La puissance de faisceau du laser femtoseconde focalisée dans le cœur de la fibre est si importante qu'elle crée un plasma qui le « détruit » très localement. L'inscription avec un laser femtoseconde peut être faite point-par-point [63 Zhang], avec un masque de phase [64 Mihailov], à l'aide d'un réseau de diffraction, ou bien encore par une méthode interférométrique.

1.3.1.3 Sensibilité des réseaux de Bragg aux différents paramètres physiques

Comme le montre la relation (1.8), la longueur d'onde d'un réseau de Bragg dépend de sa période Λ et de l'indice effectif de fibre. Ainsi, lorsqu'un paramètre physique modifie l'un de ces deux paramètres, la longueur d'onde de Bragg évolue en proportion. Les paramètres physiques principaux auxquels les réseaux de Bragg sont sensibles sont : la température, la déformation et de façon moindre la pression hydrostatique [56 Kashyap, 96 Ferdinand]. Ainsi :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = \left(\frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial \varepsilon} + \frac{1}{\Lambda}\frac{\partial \Lambda}{\partial \varepsilon}\right)\Delta\varepsilon + \left(\frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial T} + \frac{1}{\Lambda}\frac{\partial \Lambda}{\partial T}\right)\Delta T + \left(\frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial P} + \frac{1}{\Lambda}\frac{\partial \Lambda}{\partial P}\right)\Delta P \qquad (1.7),$$

où le terme $\frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial \varepsilon}$ correspond à l'effet élasto-optique ;
le terme $\frac{1}{\Lambda}\frac{\partial \Lambda}{\partial \varepsilon}$ correspond à l'effet mécanique de déformation longitudinale ;
le terme $\frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial T}$ correspond à l'effet thermo-optique ;
le terme $\frac{1}{\Lambda}\frac{\partial \Lambda}{\partial T}$ correspond à la dilatation thermique.

Les termes dépendants de la pression ont les mêmes effets que les termes de déformation.
On voit donc que toute variation de température, de pression ou des déformations appliquées au réseau de Bragg modifie proportionnellement sa longueur d'onde de Bragg. Par conséquent il est possible de mesurer ces effets qui lui sont appliqués par détection du décalage correspondant de sa longueur d'onde de Bragg (Fig. 1.19). Dans le même temps, la longueur d'onde (même faiblement résolue) du réseau de Bragg fournit son adresse (sa position parmi les autres) dans le réseau de capteurs. De fait une analyse spectrale permet de déterminer simultanément l'adresse (sa position) et la mesure de chaque capteur à réseau de Bragg.

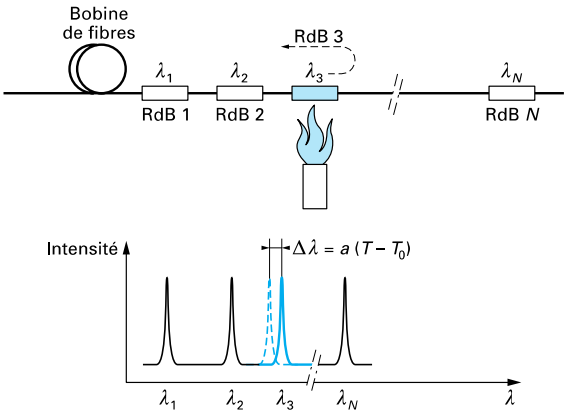


Figure 1.19 – Exemple de capteur de déformations à réseau de Bragg [96 Ferdinand]

1.3.1.4 Construction des capteurs aux réseaux de Bragg et exemples d'applications

Afin de pouvoir mesurer le profil (spatialement échantillonné) d'un paramètre physique avec des capteurs à base de réseaux de Bragg, il est nécessaire d'inscrire plusieurs de ces réseaux dans la même fibre. L'une des questions immédiates, en présence de plusieurs capteurs mis en réseau, concerne leur adresse, c'est-à-dire la manière de les distinguer. Comme nous l'avons mentionné plus en amont, du fait de leur nature spectrale, la bonne solution consiste à inscrire chaque réseau de Bragg avec une longueur d'onde de Bragg qui lui est propre, légèrement différente des précédents. Ainsi, connaissant à quelle distance on a inscrit tel réseau, d'où provient telle longueur d'onde réfléchie, on obtient le profil échantillonné du paramètre physique à mesurer (Fig. 1.20).

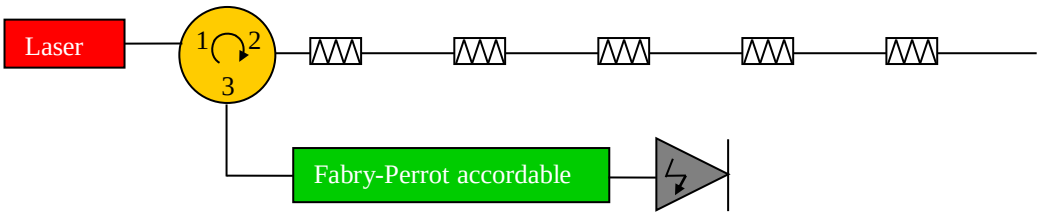


Figure 1.20 – Multiplexage des réseaux de Bragg dans une fibre

Ensuite, pour effectuer les mesures proprement dites, on injecte la lumière d'une source large-bande dans la fibre de mesure contenant lesdits réseaux. La lumière réfléchie par ces réseaux de Bragg passe par un système d'analyse spectrale, soit par exemple un filtre Fabry-Perot accordable, afin de déterminer les longueurs d'onde réfléchies [34 Kersey].
Cette méthode requiert une source large bande et le nombre de réseaux est alors limité par la largeur du spectre de la source et par l'espacement spectral entre les réseaux voisins. Ceci démontre qu'il n'est possible de placer qu'un nombre limité de réseaux dans une même fibre optique. Una alternative consiste à inscrire les réseaux de Bragg à la même longueur d'onde, puis à les interroger par réflectométrie temporelle OTDR [65 Crunelle] ou fréquentielle OFDR [66 Yuksel]. Mais là aussi, il y a des limitations. Ainsi, en OTDR, la séparation physique entre les réseaux ne sera guère inférieure à 2 m, compte tenu de la largeur métrique typique en résolution spatiale des OTDR, alors qu'avec l'analyse spectrale évoquée plus

haut, les réseaux peuvent pratiquement se 'toucher' le long du cœur de la fibre, voire même se superposer dans certaines applications particulières. Finalement là aussi, le choix de la méthode d'interrogation sera lié à l'application visée.
Les applications des capteurs à réseaux de Bragg sont assez nombreuses. À titre illustratif, se trouvent ci-après quelques exemples d'applications.

Mesure de déformations :
Les fibres optiques peuvent être s'intégrer au sein de diverses structures et matériaux pour en suivre les déformations pendant leur utilisation, et mettre en évidence l'apparition de défauts [69 Dewynter-Marty].
L'une des applications de mesure de déformations avec les réseaux de Bragg a été réalisée pour des mesures de déplacement et de déflexion des ailes d'avions [70 Kang].
Un autre type d'application a été développé pour réaliser la mesure de la force de contact entre un pantographe et sa ligne caténaire [26 Laffont, 97, 98 Maurin]. La bande de contact du pantographe (agissant en tant que collecteur de courant), déformée par l'effort de contact, est ainsi instrumentée à l'aide de réseaux de Bragg. La mesure de la déformation peut alors s'utiliser pour caractériser et régler le pantographe pour ajuster la force de contact à sa valeur nominale.
L'une des difficultés d'utilisation des réseaux de Bragg est qu'ils sont sensibles à plusieurs paramètres physiques simultanément, c'est là la question de la sélectivité de la mesure.
Ainsi, dans le cas par exemple où on effectue des mesures de déformations dans un environnement dont la température change, le résultat en sera affecté, et contiendra des contributions non séparées deux effets appliqués : les variations combinées des déformations et de la température. Il est donc nécessaire de pouvoir séparer ces effets [71 Magne]. Ceci se fait généralement à l'aide d'un second réseau de Bragg isolé des déformations mais soumis à la même température que le premier, donc placé au plus près l'un de l'autre.

Mesures de température :
L'une des applications possibles de mesures de la température est la détection des fuites le long d'une conduite, d'un *pipeline* [72 Spirin]. Lorsqu'il y a une fuite la température ambiante est modifiée et produisent un effet sur les réseaux de Bragg.
Les réseaux de Bragg traditionnels photo-inscrits par méthode interférométrique sous UV ont cependant une limitation pour la mesures des hautes températures ils s'effacent progressivement à partir de 500°C. Cette limitation a été résolue avec le développement d'un nouveau type de réseau appelé réseau de Bragg régénéré [67 Zhang, 68 Laffont].

1.3.1.5 Performance des capteurs à réseaux de Bragg

Les performances des capteurs à réseaux de Bragg sont présentées dans le Tableau 1.2 :

Paramètre	Valeur
Résolution spatiale	Quelques millimètres (longueur du réseau)
Portée	Jusqu'à 10 km typique (dépend des pertes de la liaison)
Résolution de température	0,1°C typique (1 pm de décalage spectral) 0,01°C (avec 0,1 pm de résolution spectrale du système de mesure)
Gamme de température	Domaine cryogénique - 1000°C
Résolution en déformation	0,1 µm/m (10^{-7})
Gamme en mesure de déformations	± 1 % à 4 % max suivant la fibre et la méthode de photo-inscription

Tableau 1.2 – Performances des transducteurs à réseaux de Bragg [27 Ferdinand]

Les capteurs à réseaux de Bragg présentent des performances qualifiables de métrologiques, pour autant que le système de mesure soit suffisamment performant et précis. En effet, et à titre d'illustration, voici quel est l'état de l'art des paramètres de mesure des systèmes pour réseaux de Bragg :

Performance	Donnée
Résolution spectrale	< 0,1 pm
Résolution en température	0,01°C
Résolution en déformations	0,1 µm/m = 10^{-7}
Largeur spectrale	70 nm voire plus
Stabilité	< 0,1 pm
Cadence de mesure	1 à qlq kHz
Nombre de lignes de mesure analysées en parallèle	Jusqu'à 10
Nombre typique de réseaux de Bragg analysés à la cadence de mesure	300

Tableau 1.3 – Performances des systèmes de CFO à réseaux de Bragg [99, 100 Roussel]

Du fait de ces performances sans égales, les instrumentations à réseaux de Bragg (système de mesure + capteurs) répondent à de nombreuses applications.
Néanmoins, leur inconvénient qu'on pourrait leur reprocher pour les mesures de type profilométrique reste leur nature spatialement discrète.
Les méthodes réparties quant à elles, fournissant le profil de manière continue (en fait pseudo-continue) des paramètres physiques à mesurer, sont présentées dans les paragraphes suivants.

1.3.2 Les Capteurs à Fibres Optiques répartis

Contrairement aux capteurs distribués, les capteurs répartis sont sensibles dans chaque portion de la fibre, sur toute leur longueur, de manière spatialement continue. Tout comme pour les réseaux de Bragg présentés plus haut, cette sensibilité à l'environnement est intrinsèque aux propriétés de la silice. Les quelques propriétés physiques jouant un rôle dans cette sensibilité, modifiant les paramètres de la lumière et que l'on peut ainsi détecter sont : la diffusion Raman, la diffusion Brillouin et la diffusion de Rayleigh que nous avons déjà mentionnées (Fig. 1.21).

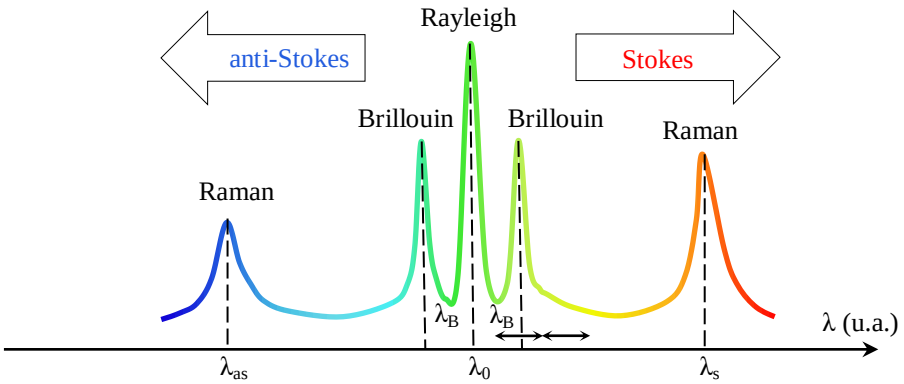


Figure 1.21 – Spectre typique de diffusion dans une fibre optique

Ce spectre de rétrodiffusion est affecté dès lors que la fibre optique subit une déformation ou un changement de température. Il devient possible, lorsque leur relation avec le phénomène physique ainsi exploité est connue, de parvenir à mesurer ces paramètres.

1.3.2.1 Capteurs à diffusion Raman

La diffusion Raman est une diffusion inélastique des photons sur les atomes et molécules de matière. Lors de leur interaction avec la lumière, les atomes et molécules sont capables, soit d'absorber un photon et de passer au niveau de plus grande énergie en émettant un photon avec une énergie moindre (décalage Stokes), soit, s'ils sont au niveau vibrationnel plus élevé, d'absorber un photon pour revenir au niveau énergétique fondamental en émettant un photon de plus grande énergie (décalage anti-Stokes) (Fig. 1.22).

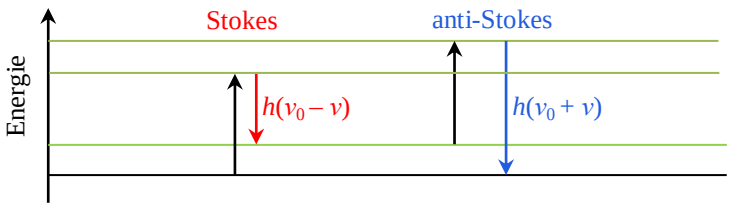


Figure 1.22 – Explication du processus de formation des raies Stokes et anti-Stokes de la diffusion Raman

La probabilité d'émission d'un photon anti-Stokes est plus basse que la probabilité d'émission d'un photon Stokes puisque pour la diffusion anti-Stokes il est nécessaire que les atomes ou molécules soient au niveau énergétique vibrationnel plus haut que le niveau

fondamental. C'est pourquoi l'intensité détectée de la diffusion Stokes est plus grande que la diffusion anti-Stokes (Fig. 1.21). Portant lorsque la température augmente, il y a plus d'atomes ou molécules qui s'excitent et passent à un niveau énergétique vibrationnel supérieur. La probabilité d'émission de photons anti-Stokes augmente donc également. Ainsi, la température peut être mesurée par la détection de changement d'intensité de la diffusion Raman anti-Stokes. En pratique, on ne mesure pas la valeur absolue de l'intensité des raies anti-Stokes, mais le ratio entre les intensités Stokes/anti-Stokes [73 Krohn, 101 Dakin] de manière à normaliser la fonction de transfert en intensité de la chaîne de mesure :

$$R(T) = \left(\frac{\lambda_s}{\lambda_{as}}\right)^4 e^{\frac{ch\Delta\nu}{kT}} \qquad (1.8),$$

où : λ_s est la longueur d'onde Stokes ;
λ_{as} est la longueur d'onde anti-Stokes ;
c est la vitesse de lumière dans le vide ;
h est la constante de Planck ;
$\Delta\nu$ est le décalage de fréquence par rapport à la fréquence de lumière injectée ;
k est la constante de Boltzmann ;
T est la température.

La mesure du ratio des intensités Stokes/anti-Stokes permet donc d'obtenir la valeur « absolue » de température appliquée, même si en pratique, un ou mieux deux points de référence en température sont utilisés pour corriger l'offset et la pente de la trace réflectométrique.
Le schéma principal de Raman OTDR est présenté sur la Figure 1.23 :

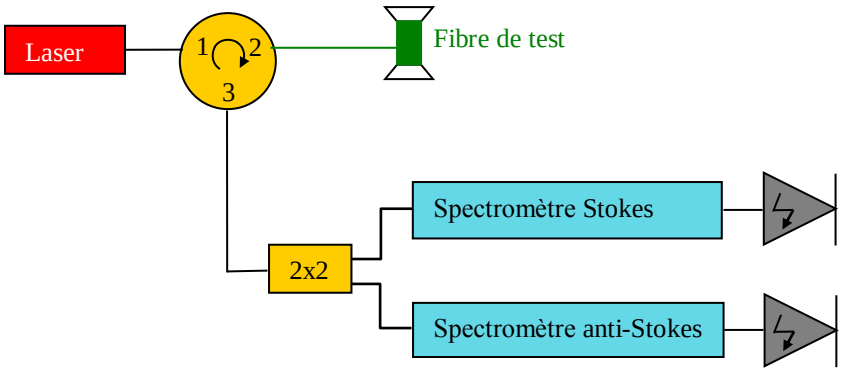


Figure 1.23 – Schéma principal de Raman OTDR, appelé DTS Raman (*Distributed Temperature Sensor*)

Au niveau du fonctionnement, le signal d'une source laser est injecté dans la fibre de test où il subit la diffusion Raman. La lumière rétro-rétrodiffusée passe par un spectromètre (où plus généralement deux filtres spectraux passe-bande) et puis est détectée par deux détecteurs identiques et un diviseur qui permet d'effectuer le ratio des intensités anti-Stokes/Stokes.

Historiquement, les mesures par diffusion Raman sont couplées avec la méthode OTDR car elle permettait d'obtenir de meilleures performances que la méthode OFDR [74 Ramakrishnan, 75 Bolognini], mais ces dernières années, un système OFDR Raman est apparu sur le marché, commercialisé par la Société allemande LIOS™. Ses performances sont très intéressantes, et sans doute, par certains côtés, meilleures à ce jour que celles des DTS Raman de type OTDR !
Les systèmes Raman OTDR offrent une résolution de température d'environ 0,1°C avec une résolution spatiale de 1 m [34 Kersey] pour une distance maximale d'une dizaine de kilomètres, et comme nous allons le voir pour certains produits, jusqu'à 30 km avec une résolution spatiale moindre.
Certains travaux sont bien sûr en cours pour améliorer ces caractéristiques. Par exemple, afin d'augmenter la dynamique de mesure, des amplificateurs Raman ont été utilisés, ce qui a permis d'élargir la portée jusqu'à 30 km mais avec une dégradation de la résolution spatiale jusqu'à 17 m [76 Bolognini].
D'autres travaux visant à améliorer la résolution spatiale ont également été effectués. Une méthode proposée repose sur l'utilisation de détecteurs de photons uniques. La résolution spatiale descend alors à cm mais pour une portée réduite à seulement 1 km [77 Tanner].
La méthode Raman OTDR a de nombreuses applications, surtout dans le domaine de la surveillance de structures [27 Ferdinand, 75 Bolognini], de type pétrolière (surveillance des pipelines) ainsi que pour la surveillance incendie des tunnels.
Les systèmes Raman OTDR présentent finalement certains avantages déterminant dans beaucoup d'applications :

- ils mesurent la température de manière quasiment sélective du fait du *ratio* des intensités anti-Stokes/Stokes, et de fait cette mesure n'est pas affectée par d'autres paramètres physiques environnants comme, par exemple, les déformations ;
- des fibres monomodes ou multimodes peuvent être utilisées, même celles déjà déployées sur site ;
- le coût d'un système DTS Raman est désormais abordable (c'est le moins onéreux des systèmes de mesure répartie), surtout si on le rapporte au nombre de points de mesure dont le nombre peut atteindre 30 000 pour une portée de 30 km avec une résolution spatiale métrique.

1.3.2.2 Capteurs à diffusion Brillouin

La diffusion Brillouin est une diffusion inélastique des photons sur les phonons acoustiques. Comme dans le cas de diffusion Raman, par raison de symétrie, il existe l'interaction de type Stokes et anti-Stokes (Fig. 1.21).
Le décalage spectral de diffusion de Brillouin est le suivant [73 Krohn] :

$$\nu_B = \frac{2nV_a}{\lambda_0} \qquad (1.9),$$

où : n est l'indice de matière ;
V_a est la vitesse de son dans la matière ;
λ_0 est la longueur d'onde de lumière injecté dans la fibre.

Comme à l'origine de la diffusion Brillouin, nous trouvons un effet acoustique, le décalage spectral Brillouin dépend de la vitesse du son, donc des déformations et de la température de la fibre, tandis que l'amplitude de l'intensité des raies anti-Stokes dépend quant à elle de la température. Pourtant la différence entre les raie Stokes et anti-Stokes pour la diffusion Brillouin n'est pas aussi grande que celle pour la diffusion Raman, ainsi cette méthode est surtout utilisée pour les mesures de déformations.
Il existe deux types de systèmes basés sur la diffusion Brillouin : analyse Brillouin (BOTDA) et réflectométrie Brillouin (BOTDR).
Le schéma principal d'un BOTDA est présenté sur la Figure 1.24 :

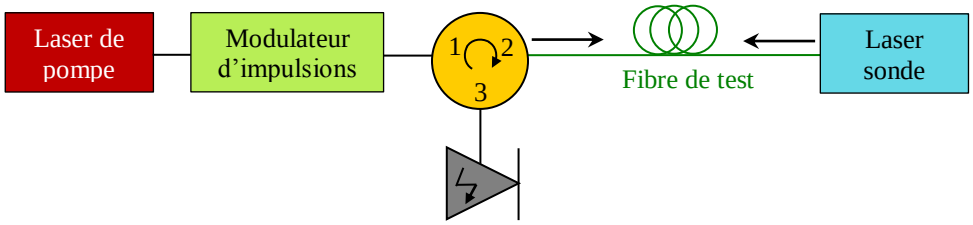


Figure 1.24 – Schéma principal de BOTDA

D'un côté de la fibre, on injecte un signal de pompe, et par l'autre extrémité de cette même fibre, un signal-sonde. La fréquence du signal-sonde est progressivement décalée de celle du signal-pompe d'une valeur proche au décalage de la diffusion Brillouin, jusqu'à trouver le maximum pour chaque endroit de la fibre. Le signal-sonde est amplifié dans les endroits où sa fréquence est identique à celle de la fréquence du décalage Brillouin causé par le signal-pompe. Les mesures sont donc effectuées pour une certaine plage des fréquences du signal-sonde. C'est ainsi qu'on obtient le profil des déformations/températures [78 Horiguchi, 102, 103 Ferdinand].
Le schéma principal de BOTDR est présenté sur la Figure 1.25 :

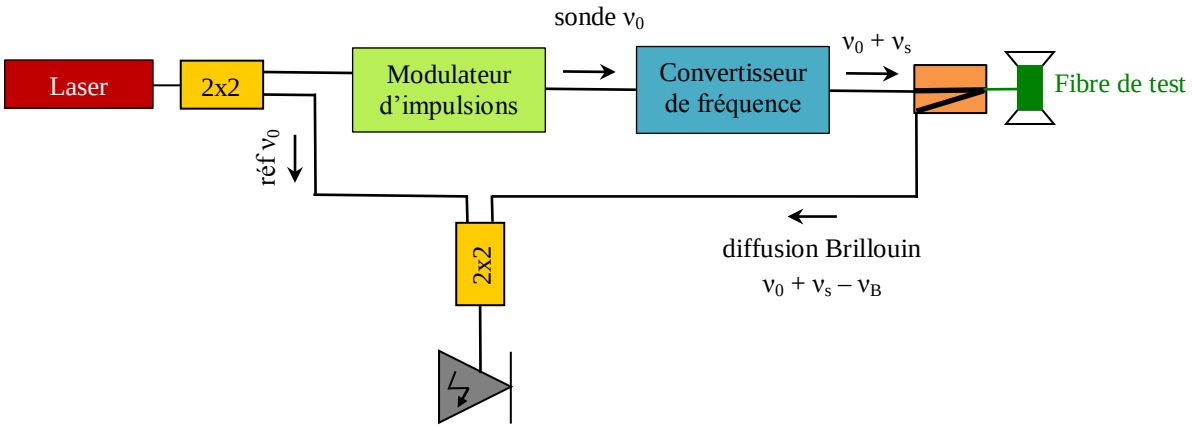


Figure 1.25 – Schéma principal de BOTDR [80 Ohno]

La différence de cette méthode provient du fait que la diffusion est amplifiée au lieu de croisement des signaux de la pompe et de la sonde. De fait, le rapport signal sur bruit est amélioré et le temps de mesure réduit, *a contrario* de ce qui se passe avec un BOTDR qui

requiert l'injection de très nombreuses impulsions et le moyennage d'autant de traces réflectométriques [81 Mukhopadhyay].
L'avantage d'un BOTDR est lié au fait qu'une seule extrémité de fibre doit être reliée à l'instrument, alors qu'avec un BOTDA, il convient de reboucler la fin de fibre sur le système pour permettre l'injection de l'onde contra-propagative.
Les performances typiques de méthodes reposant sur la diffusion Brillouin sont les suivantes : résolution en température de 1 K et en déformations de 20 µm/m pour une résolution spatiale de 1 m avec une portée atteignant désormais la centaine de kilomètres [27 Ferdinand, 82 Soto].
Les méthodes BOTDA et BOTDR ont rencontré certaines applications dans le domaine de la surveillance des structures, comme par exemple la surveillance des tunnels [79 Dewynter-Marty] ou la détection des défauts de coques de bateaux [80 Ohno].

1.3.2.3 Capteurs à diffusion de Rayleigh

Tout au long de leur processus de fabrication (Cf. § ii), des défauts microscopiques se produisent dans la préforme et dans la fibre optique (provenant de la régulation des nombreux paramètres de fabrication, mais aussi des différents lots de matières premières), et restent définitivement figés dans la fibre. Une fibre optique étant par ailleurs principalement constituée de silice (matériau amorphe), la distribution non ordonnée des molécules dans le guide optique contribue elle aussi à la diffusion de Rayleigh.
Pour de nombreuses techniques, ce phénomène est considéré comme un bruit aléatoire dont on ne sait qu'en mesurer l'intensité, comme en télécom par mesure OTDR. Pourtant la diffusion de Rayleigh elle-même, tout en étant aléatoire en apparence, est néanmoins déterministe et peut donc servir de base pour la mesure de paramètres physiques. Puisque la diffusion de Rayleigh est liée aux défauts internes de la fibre (silice amorphe), son allure est particulièrement chaotique (elle ressemble beaucoup à du bruit) mais est parfaitement reproductible (Fig. 1.26) [83 Froggatt]. La distribution des molécules de silice dans la fibre étant figée une fois pour toutes, elle est donc caractéristique de chaque portion de fibre considérée, de même pour la rétrodiffusion de Rayleigh qui en résulte. Toute la réflexion intellectuelle qui suit trouve ici son fondement.

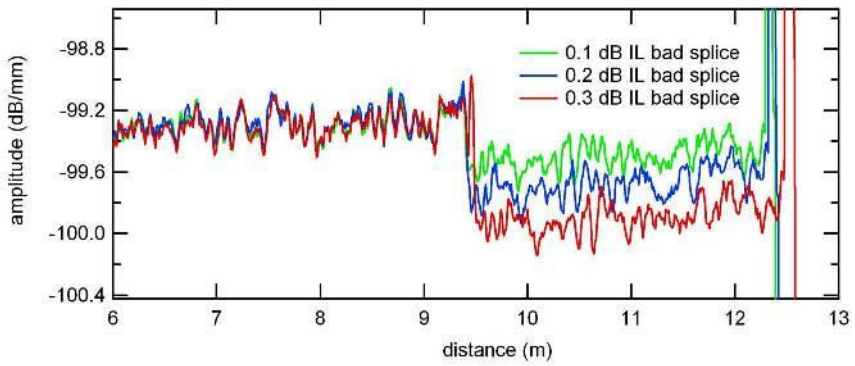


Figure 1.26 – Diffusion de Rayleigh dans une fibre optique : les trois couleurs correspondent aux trois mesures de diffusion Rayleigh consécutifs [dessin approvisionné par Luna Innovations]

La modélisation mathématique de la diffusion de Rayleigh montre qu'elle peut être décrite comme un réseau de Bragg avec un pas aléatoire le long de la fibre [83 Froggatt]. Ainsi la diffusion de Rayleigh va localement évoluer au gré des changements de température et des déformations, de manière similaire aux réseaux de Bragg. Si on chauffe ou déforme une portion de fibre optique, la longueur d'onde rétro-réfléchie par cette même portion va être décalée (tout comme celle du réseau de Bragg, Cf. § 1.3.1). Par conséquent, il existe une possibilité de déterminer (les profils de) la température et des déformations avec la diffusion de Rayleigh.
En général les méthodes modernes basées sur la diffusion de Rayleigh sont couplées avec une technique de type OFDR.
À ce jour, les performances de la méthode Rayleigh OFDR commerciale [91 Luna] sont les suivantes : résolution spatiale de l'ordre de 20 µm pour les événements ponctuels (utilisation en tant que réflectomètre) et centimétrique en mode *sensing*, avec une résolution en température de l'ordre de 0,1°C, une résolution en déformations du l'ordre du µm/m, et une portée avoisinant les 70 m (et jusqu'à 2 km par tronçons successifs de 80 m).

1.3.3 Bilan des méthodes de mesures présentées

Les performances des méthodes présentées ci-dessus sont consignées dans le Tableau 1.4 :

Paramètre	**Raman OTDR**	**Brillouin BOTDA/BOTDR**	**Rayleigh OFDR**	**Réseaux de Bragg**
Portée ΔL	30 km	100 km	70 m	10 km
Résolution spatiale δz	1 m 1 cm (ΔL = 1 km)	1 m	20 µm (réflecto mètre) 1 cm (*sensing*)	distance inter-réseaux
Résolution en température δT	0,1°C	1°C	0,1°C	0,01°C
Résolution en déformations $\delta\varepsilon$	–	10 µm/m	1 µm/m	0,1 µm/m

Tableau 1.4 – Performances des méthodes profilométriques de mesures réparties

Comme on peut le constater dans le tableau ci-dessus, chaque méthode a ses performances et ses spécificités qui lui permet d'adresser sa, ou ses niche(s) applicative(s). Ainsi par exemple, dans le cas d'une portée de mesure extrêmement longue (des dizaines de km), seule la méthode Brillouin (BOTDR ou BOTDA) peut être utilisée. S'il y a besoin d'effectuer des mesures de grande portée avec une relativement bonne résolution en température, la méthode DTS Raman (OTDR ou OFDR) peut alors être employée. Les réseaux de Bragg fournissent la meilleure résolution tant en température qu'en déformations, qu'au niveau de la cadence de mesures, mais ce sont les mesures de type distribué (multi-ponctuelles) dont le profil est discret. Enfin, la méthode Rayleigh OFDR fournit la meilleure

résolution spatiale, par contre sa portée est encore faible, et restera dans l'avenir toujours inférieure, par nature, aux autres approches.
Dans le cadre de cette présente thèse, nous allons désormais nous concentrer sur la méthode OFDR Rayleigh, la plus récente, la moins bien connue et la moins documentée, dans la mesure où elle offre des perspectives de mesures attrayantes, de très haute résolution.

1.4 Le réflectomètre fréquentiel OBR (*Optical Backscattering Reflectometer*) de la société Luna

Des recherches visant à élaborer une méthode de mesure basée sur la diffusion de Rayleigh ont été effectuées depuis longtemps [87 Dakin]. Aujourd'hui il n'existe qu'une seule entreprise « Luna Innovations », qui a réussi non seulement à élaborer, mais aussi à concrétiser industriellement le concept scientifique de méthode OFDR Rayleigh. Cette société a, pendant une dizaine d'années, été soutenue par la NASA qui s'intéressait aux applications de surveillance des structures dans le cadre de son programme de navettes spatiales. Ce soutien massif et constant a permis à Luna d'aller jusqu'au bout pour aboutir *in fine* à des produis commercialisés.

1.4.1 Société « Luna Innovations »

« Luna *Innovations Incorporated* » est désormais une société de développement et de production de systèmes de mesure et de diagnostic dans les domaines de la médecine, des télécommunications, de l'énergie et de la défense. Elle est scindée en deux départements : Luna's *nanoWorks* et Luna's *Technology*.
Luna's *nanoWorks* s'occupe du développement des systèmes de diagnostic médical à base de nanotechnologies. Luna's *Technology* travaille (toujours) avec le gouvernement américain sur quatre axes principaux : les sciences pour la santé, la sécurité des systèmes d'information, les sciences des matériaux (développement de matériaux anticorrosifs, de matériaux hautes performances, etc.) et les capteurs (et types UltraSoniques et bien sûr les Capteurs à Fibres Optiques).
Au sein de Luna, le département spécialisé dans les produits à fibres optiques (tests de composants optiques, optique embarquée et capteurs répartis) porte le nom de Luna Technologies.
Comme souligné précédemment, Luna Technologies a commencé comme une compagnie indépendante effectuant la recherche dans le domaine de l'optique interférométrique pour la NASA. De nombreux projets scientifiques ont été ainsi subventionnés, permettant à la méthode Rayleigh OFDR d'être élaborée et mise en œuvre : l'appareil correspondant a été baptisé « *Optical Backscatter Reflectometer* » (OBR). Aujourd'hui la société Luna reste le seul acteur maîtrisant les mesures de type Rayleigh OFDR et le seul fabricant d'appareils de mesures de ce type au niveau mondial.

1.4.2 Performances de l'appareil Luna OBR

« Luna Technologies » a d'abord commencé par développer la méthode Rayleigh OFDR pour le diagnostic des réseaux de fibres optiques, avec l'appareil dénommé OBR 4200. Cet appareil ne mesurait que l'atténuation le long de la fibre et détectait et localisait les défauts de réseaux [89 Luna].
Au cours de ces travaux de recherche, une méthode reliant les effets de la température et des déformations avec les changements internes du cœur des fibres optiques a mise en évidence puis brevetée [54 Froggatt, 92 Froggatt, 93 Froggatt]. S'en est suivi l'appareil de type Luna OBR 4400. Cet appareil est capable d'effectuer des mesures réparties de température et de déformations [90 Luna] sur une portée de 70 m. La longueur maximale de fibre optique interrogeable par cet appareil est désormais de 2 km, par tronçons successifs de 80 m, mais des zones mortes apparaissent en cours d'utilisation [88 Gifford, 90 Luna].
Le dernier appareil fruit des développements de Luna est le modèle OBR 4600 dont certaines caractéristiques ont été améliorées, telle que la résolution spatiale et le bruit pour des portées allant au-delà de 20-30 m [91 Luna]. Les performances de l'appareil Luna OBR 4600 dans le mode « mesures réparties » sont présentées dans le tableau 1.5. Ce type d'appareil est présenté puisque c'est celui utilisé par notre laboratoire.

Caractéristique	Valeur
Portée	30 m
	70 m
	2 km
Résolution spatiale	1 cm
Résolution en température	0,1°C
Résolution en déformations	1 µm/m
Temps de mesure (hors traitement numérique)	10 s

Tableau 1.5 – Performances de l'appareil Luna OBR 4600

1.5 Intérêt des travaux de la présente thèse

Du bilan des méthodes de mesures réparties (Cf. § 1.3.3), on peut conclure que l'approche OFDR Rayleigh repose sur une méthode et un instrument très performant, tant pour les mesures de températures que de déformations, avec une très bonne résolution spatiale, et une résolution de mesure assez proche de ce qu'offrent les réseaux de Bragg (même si la cadence de mesure des systèmes Bragg est sans commune mesure avec celle de l'OFDR), et dans tous les cas meilleure que les systèmes DTS Raman et Brillouin, mais encore une fois uniquement pour les courtes distances. Cette méthode trouve de nombreuses applications dans les domaines de systèmes d'alarme ou encore la surveillance de structures [110 – 116].

Cependant, la théorie et la technologie de mesure n'ont jamais été publiées en détail par Luna, qui par ailleurs a déposé de nombreux brevets sur la technologie mise en œuvre dans ses instruments.

Ces toutes dernières années, quelques laboratoires du domaine des CFO (Université de Tel Aviv, Université Herriot Watt à Edimbourg, Université d'Ottawa) ont commencé à s'intéresser à cette approche, cherchant à en dévoiler les fondements, mais les progrès réalisés à ce jour n'ont pas vraiment réussi à en percer tous les secrets.

Eu égard aux nombreuses applications qui peuvent s'ouvrir à qui en possède la maîtrise, la présente thèse est donc une tentative pour dévoiler la théorie des mesures de type Rayleigh OFDR, en cherchant à proposer une méthode reposant sur cette théorie permettant d'effectuer des mesures de température et de déformations, tout en essayant d'améliorer, tant que faire se peut, les performances des appareils Luna de la gamme OBR.

2 Analyse théorique

Le but de ce chapitre est développer la théorie de la méthode Rayleigh OFDR. Pour y parvenir, il est nécessaire d'établir le lien entre les variations de la température et des déformations subies par la fibre optique et les paramètres de la mesure. Ainsi va-t-on s'intéresser à la propagation de la lumière rétrodiffusée dans une fibre optique avec un cœur inhomogène. Le traitement du signal nécessaire à l'obtention de la courbe caractéristique de la méthode OFDR et du profil de la température ou des déformations sera également démontré.

2.1 Rappel de structure de la fibre optique et diffusion de Rayleigh

La fibre optique est constituée d'un cœur entouré par une gaine optique. Dans le cas idéal la fibre est considérée comme homogène, c'est-à-dire son cœur et sa gaine présentent les mêmes caractéristiques selon l'axe de la fibre. Or, pendant le processus de fabrication de la fibre optique (Cf. § ii) des micro-défauts se produisent inévitablement dans le cœur et la gaine, ce qui crée des inhomogénéités (fig. 2.1).

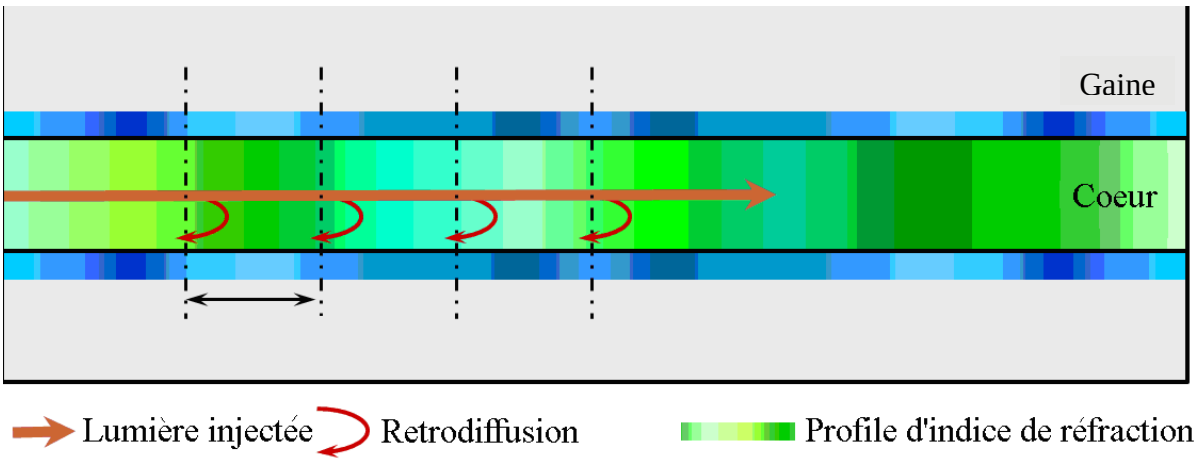


Figure 2.1 – Une fibre optique avec le cœur inhomogène

La présence des inhomogénéités provoque la diffusion élastique de lumière qui porte le nom de diffusion de Rayleigh. Puisqu'elle est liée aux défauts de la structure de la fibre optique, la diffusion de Rayleigh est répétitive pour une fibre optique donnée [84 Gifford].
Si la fibre est affectée par un paramètre physique externe (par exemple, changement de température, pression ou déformation) le spectre de sa diffusion de Rayleigh se décale [86 Gifford]. Ainsi en mesurant ce décalage du spectre il est *a priori* envisageable de mesurer l'effet appliqué.

2.2 Calcul théorique de la fluctuation de la permittivité diélectrique du cœur d'une fibre optique

2.2.1 Equation de propagation dans une fibre inhomogène

Les équations de Maxwell sont classiquement :

$$rot\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$
$$div\vec{D} = 0 \qquad (2.1)$$
$$rot\vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$
$$div\vec{B} = 0$$

Et, les équations matérielles :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r(z)\vec{E}$$
$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$$

avec $\varepsilon_r(z) = \varepsilon_r + \Delta\varepsilon_r(z)$ (2.2)

où ε_r est la permittivité diélectrique d'une fibre idéale ;
$\Delta\varepsilon_r(z)$ est une fluctuation de la permittivité diélectrique selon l'axe de la fibre z.

En considérant, à juste titre eu égard à la qualité de fabrication des fibres monomodes actuelles, les hypothèses suivantes :

- l'absence de pertes ;
- l'approximation du guidage faible ;
- l'absence des modes radiatifs ;
- l'absence de la biréfringence,

on obtient l'équation de propagation classique pour une fibre avec le cœur inhomogène :

$$\Delta\vec{E} + \beta^2\left(1 + \frac{\Delta\varepsilon_r(z)}{\varepsilon_r}\right)\vec{E} = 0 \qquad (2.3)$$

où $\beta = \frac{n\omega}{c}$ est la constante de propagation.

Pour le champ en $e^{-i\omega t}$ on s'intéresse à la projection sur l'axe de la fibre z :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} + \beta^2\left(1 + \frac{\Delta\varepsilon_r(z)}{\varepsilon_r}\right)\vec{E} = 0 \qquad (2.4)$$

Dans le paragraphe suivant nous allons déterminer une solution, c'est-à-dire les ondes guidées, qui répondent à cette équation.

2.2.2 Solution de l'équation de propagation pour l'onde retro-réfléchie

Le champ optique dans une fibre inhomogène consiste en une onde directe et une seconde rétro-réfléchie, comme suit :

$$\vec{E} = E_0 e^{i\beta z} + \Psi(z) e^{-i\beta z} \qquad (2.5)$$

où E_0 est l'amplitude du champ direct ;
$\Psi(z)$ est l'amplitude du champ rétro-réfléchi.

On considère, dans ce qui suit, que l'amplitude du champ directe E_0 est assez grande pour être affectée par la fluctuation de la permittivité diélectrique, elle est donc constante selon l'axe de la fibre z.
En injectant le champ (2.5) dans l'équation de propagation (2.4) établie précédemment puis en appliquant l'approximation de l'enveloppe lentement variable, on obtient l'équation suivante pour l'amplitude du champ retro-réfléchi :

$$\frac{d\Psi}{dz} = \frac{\beta E_0}{2i\varepsilon_r} \Delta\varepsilon_r(z) e^{2i\beta z} \qquad (2.6)$$

On observe que l'amplitude du champ retro-réfléchi est une transformée de Fourier de la fluctuation de la permittivité diélectrique avec l'argument 2β :

$$\Psi(z) = \frac{\beta E_0}{2i\varepsilon_r} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta\varepsilon_r(z) e^{2i\beta z} dz = TF[\Delta\varepsilon_r(z)]_{2\beta} \qquad (2.7)$$

2.2.3 Influence de la détection photonique et lien entre la fluctuation de la permittivité diélectrique et l'intensité photo-détectée

Les mesures sont effectuées grâce à la technique de réflectométrie fréquentielle OFDR (Cf. § 1.2.2). Le champ détecté est donc la somme du champ rétro-réfléchi par les défauts de la fibre sous tests (DUT) et du champ de référence :

$$\Psi_d = r E_0 e^{2i\beta z_0} + \Psi(z) \qquad (2.8)$$

où r est le coefficient de transmission de bras de référence ;
E_0 est l'amplitude du champ de référence ;
z_0 est la longueur du bras de référence.

A l'aide d'une photodiode, on ne peut naturellement détecter l'intensité de l'onde rétro-réfléchie, qui prend alors la forme :

$$I_d = \Psi_d \Psi_d^* =$$
$$\sqrt{\frac{\varepsilon_r}{\mu_0}} E_0^2 \left(r^2 + \frac{\beta^2}{4\varepsilon_r} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta\varepsilon_r(z) e^{-2i\beta z} dz \int_{-\infty}^{\infty} \Delta\varepsilon_r(z) e^{2i\beta z} dz + \right.$$
$$\left. \frac{\beta r}{2i\varepsilon_r} \left(e^{-2i\beta z_0} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta\varepsilon_r(z) e^{2i\beta z} dz - e^{2i\beta z_0} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta\varepsilon_r(z) e^{-2i\beta z} dz \right) \right) \quad (2.9)$$

Pour ensuite effectuer la transformée de Fourier inverse de cette intensité détectée, sur une certaine plage de balayage de fréquences, ou bien encore de constantes propagation $[\beta_0 - \Delta\beta \, ; \, \beta_0 + \Delta\beta]$, on écrit :

$$TF^{-1}[I_d] = \int_{\beta_0 - \Delta\beta}^{\beta_0 + \Delta\beta} I_d e^{-i\beta x} d\beta \quad (2.10)$$

Ainsi :

$$TF^{-1}[I_d] =$$
$$\sqrt{\frac{\varepsilon_r}{\mu_0}} E_0^2 \left(2r^2 \Delta\beta \, \mathrm{sinc}(\Delta\beta x) e^{-i\beta x} + \right.$$
$$\frac{\beta^2}{4\varepsilon_r} \int_{\beta_0 - \Delta\beta}^{\beta_0 + \Delta\beta} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \Delta\varepsilon_r(z) e^{2i\beta z} dz \int_{-\infty}^{\infty} \Delta\varepsilon_r(z) e^{-2i\beta z} dz \right] e^{-i\beta x} d\beta +$$
$$\left. \frac{i\beta r}{2\varepsilon_r} \int_{\beta_0 - \Delta\beta}^{\beta_0 + \Delta\beta} \left[e^{2i\beta z_0} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta\varepsilon_r(z) e^{-2i\beta z} dz - e^{-2i\beta z_0} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta\varepsilon_r(z) e^{2i\beta z} dz \right] e^{-i\beta x} d\beta \right) \quad (2.11)$$

Comme indiqué en amont (2.7), la fluctuation de la permittivité diélectrique est proportionnelle à la transformée de Fourier inverse du champ détecté à l'infini. Or, dans la mesure où par OFDR l'on balaye la fréquence de l'émission du laser sur une certaine plage, ceci est équivalent à insérer un filtre spatial passe-bande $[\beta_0 - \Delta\beta \, ; \, \beta_0 + \Delta\beta]$.
On introduit également la transformée de Fourier de fluctuation de la permittivité diélectrique :

$$\widetilde{\Delta\varepsilon_r}(\beta) = TF[\Delta\varepsilon_r(z)] = \int_{-\infty}^{\infty} \Delta\varepsilon_r(z) e^{i\beta z} dz \quad (2.12)$$

Le filtre spatial coupe alors toutes les fréquences hors de sa bande passante. La fluctuation de la permittivité diélectrique après le filtrage devient alors :

$$\widetilde{\Delta\varepsilon_r}(z) = TF^{-1}\left[\widetilde{\Delta\varepsilon_r}(\beta)\right]_{2\cdot 2\Delta\beta} = 2 \int_{\beta_0 - \Delta\beta}^{\beta_0 + \Delta\beta} \widetilde{\Delta\varepsilon_r}(\beta) e^{-2i\beta x} d\beta =$$
$$\frac{2}{\pi} \int_{\beta_0 - \Delta\beta}^{\beta_0 + \Delta\beta} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \Delta\varepsilon_r(z) e^{2i\beta z} dz \right] e^{-2i\beta x} d\beta \quad (2.13)$$

En remplaçant les intégrales dans l'équation (2.11) par la fluctuation de permittivité diélectrique filtrée (2.13) il vient :

$$TF^{-1}[I_d] = E_0^2\sqrt{\frac{\varepsilon_r}{\mu_0}}\left(2r^2\Delta\beta\,\mathrm{sinc}(\Delta\beta x)e^{-i\beta x} + \frac{\beta^2}{4\varepsilon_r}\int_{-\infty}^{\infty}\widetilde{\Delta\varepsilon_r}(z)\widetilde{\Delta\varepsilon_r}\left(z-\frac{x}{2}\right)dz + \frac{i\pi\beta r}{\varepsilon_r}\left(\widetilde{\Delta\varepsilon_r}\left(z_0+\frac{x}{2}\right) - \widetilde{\Delta\varepsilon_r}\left(z_0-\frac{x}{2}\right)\right)\right) \quad (2.14)$$

La variable *x* représente la coordonnée dans la fibre optique avec le zéro au début de fibre. Le premier terme de l'équation (2.14) tombe vers zéro assez rapidement. Prenant en compte que l'appareil possède une 'certaine' longueur de fibre à l'intérieur du boîtier, on peut négliger ce terme pour *x* dans la plage de mesures, à partir de la sortie (face avant) de l'appareil. Le deuxième terme représente une corrélation d'une fonction aléatoire (la permittivité), il est donc nul. Le quatrième terme, quant à lui, représente les coordonnées *x* qui sont hors de la fibre de mesure (valeur négatives de l'abscisse) et n'ont donc pas de sens physique dans le système de mesure. Dans l'équation (2.14), il n'y a donc que le troisième terme qui présente un sens physique et qui ne tombe pas vers zéro. Ainsi :

$$TF^{-1}[I_d] = rE_0^2\frac{c\pi\beta}{ni}\widetilde{\Delta\varepsilon_r}\left(z_0+\frac{x}{2}\right) \quad (2.15)$$

où *n* est l'indice de cœur de fibre ;
c est la vitesse de lumière dans le vide.

L'équation (2.15) établie le lien entre la fluctuation de permittivité diélectrique du cœur d'une fibre optique monomode et l'intensité détectée dans les mesures interférométriques.
Rappelons que cette équation a été obtenue avec les hypothèses simplificatrices suivantes :

- l'absence de pertes ;
- l'approximation du guidage faible ;
- l'absence des modes radiatifs ;
- l'absence de la biréfringence ;
- l'approximation de l'enveloppe lentement variable ;
- l'absence de la dispersion.

2.3 Méthode théorique des mesures des valeurs physiques

Comme indiqué lors des paragraphes précédents, il existe un lien entre l'intensité détectée et la permittivité diélectrique et, donc, avec l'indice de réfraction de la fibre optique. De fait, lorsqu'un paramètre physique affecte la fibre optique, son indice évolue en conséquence, ce qui permet bien évidemment d'envisager la détection et la mesure de ce paramètre.
Les paramètres physiques les plus courants à détecter (ceux auxquels la silice constituant la fibre est sensible) sont la température et les déformations puisqu'ils ne requièrent pas le recours à une fibre optique exotique comme, par exemple, l'humidité relative ou les radiations ionisantes [114 Sporea].

2.3.1 Méthode corrélationnelle

Le changement de l'indice de réfraction, ou plus exactement du profil de cet indice, de la fibre affectée induit un certain décalage local (là où a lieu l'interaction entre la fibre et le paramètre d'influence) du spectre de rétrodiffusion de Rayleigh initial, décalage dont la valeur est dépendante du paramètre physique à mesurer [84 Gifford]. Ainsi, il est possible d'effectuer la mesure de ce paramètre par comparaison du spectre initial (ci-après dénommé « la référence ») et du spectre décalé (ci-après dénommé « la mesure »), et ce grâce à une opération de corrélation.

La position du maximum de corrélation nous renseigne sur la valeur du décalage spectral, donc la valeur du paramètre physique à mesurer, ainsi que sur la position de ce maximum le long de la fibre (sa localisation en termes d'abscisse curviligne).

Il existe deux solutions pour le calcul de position de maximum de corrélation. Dans la première solution on découpe la fibre en jauges (spatiales) égales (Fig. 2.2).

Afin de calculer précisément la corrélation entre la mesure et la référence nous allons donc découper la fibre en « jauges » (petites portions de fibre) de même longueur en commençant par l'entrée de la fibre, puis effectuer une opération de corrélation entre les spectres de référence et de mesure de ces diverses jauges. Cependant, précisons que cette méthode requiert une correction en position, à savoir la localisation spatiale de chacune des jauges successives, dans la mesure où elle ne peut pas fournir la position précise du maximum de corrélation si les spectres sont très décalés l'un par rapport à l'autre (Fig. 2.2).

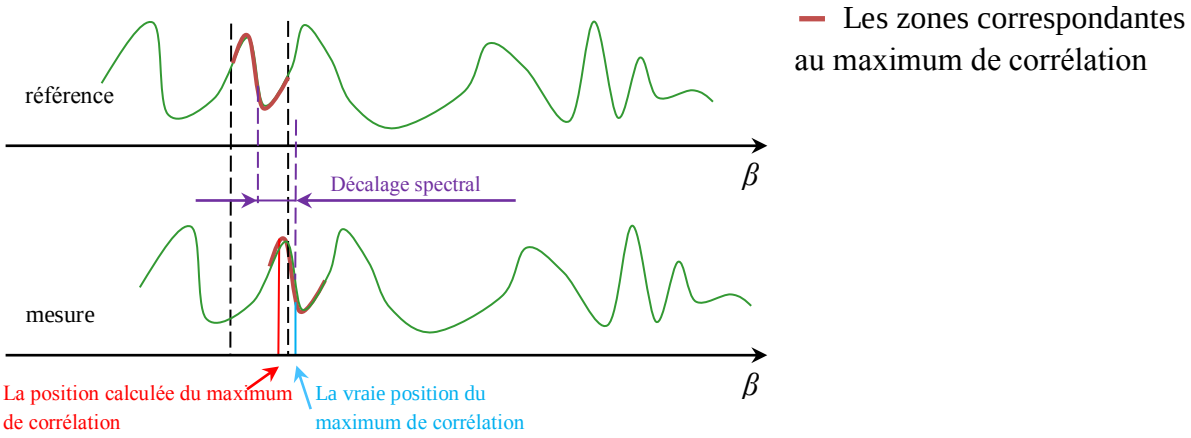


Figure 2.2 – Les positions du maximum de corrélation : calculée (à gauche) et vraie (à droite)

Aussi, afin d'augmenter la précision du calcul de position le long du guide du maximum de corrélation, on procède un à décalage des jauges égal à leur demi-longueur (Fig. 2.3).

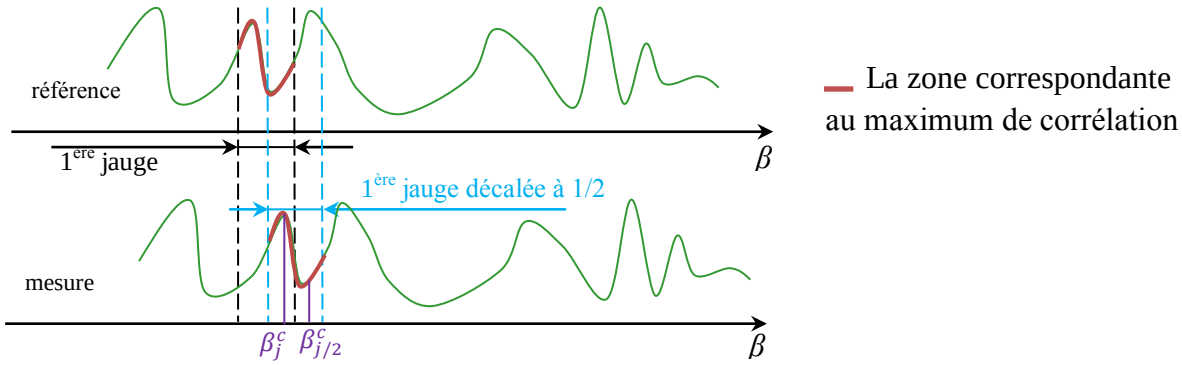


Figure 2.3 – Calcul de maximum de corrélation avec les jauges décalées

On trouve la coordonnée du maximum de corrélation pour les jauges normales ($[\beta_j^{réf};\beta_{j+1}^{réf}]$ et $[\beta_j^{mes};\beta_{j+1}^{mes}]$) et pour les jauges décalées d'une demi-longueur ($[\beta_{j/2}^{réf};\beta_{j/2+1}^{réf}]$ et $[\beta_{j/2}^{mes};\beta_{j/2+1}^{mes}]$). Puis, on définit la véritable position de maximum de corrélation comme la moyenne des positions de maximums de corrélation des jauges normale et décalée :

$$\Delta\beta = \frac{\beta_{j/2}^c+\beta_j^c}{2} - \frac{\beta_{j/2+1}^{réf}-\beta_{j/2}^{réf}+\beta_{j+1}^{réf}-\beta_j^{réf}}{4} \qquad (2.16)$$

En fait, hors de la plage de validité de cette hypothèse, c'est-à-dire pour des variations importantes de température et/ou de déformations, il est très vraisemblable que cette étape du calcul introduise une erreur systématique, due au fait qu'il devient impossible d'atteindre le maximum absolu de la corrélation pour aucune paire de jauges (mesure et référence), le spectre de mesure étant toujours décalé par rapport au spectre de référence et ce maximum se trouvant de fait hors de la plage de corrélation.
On touche là du doigt le fait que la longueur spatiale sur laquelle s'effectuera la corrélation, et l'amplitude du phénomène à détecter, sont liés et devront faire l'objet d'un compromis au cas par cas.
Une autre solution consiste à couper la fibre en jauges, cette fois, inégales (Fig. 2.4).

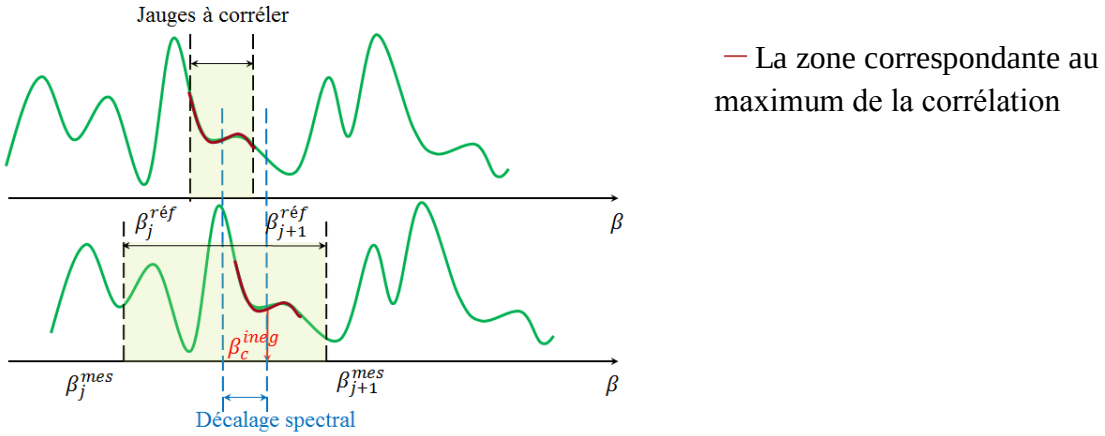


Figure 2.4 – Calcul de position de maximum de corrélation pour des jauges inégales

On observe que dans ce cas la position de maximum de corrélation sera précise grâce à la taille des jauges inégale. Cependant, bien qu'attrayant, l'algorithme de programmation de cette solution est très complexe et demande beaucoup de ressources informatiques. Ainsi, pour éviter de ralentir inutilement l'algorithme de calcul déjà très complexe, la première solution, à savoir le recours à des jauges d'égales longueurs, a été retenue comme méthode de calcul des décalages spectraux.
Par ailleurs, afin de pouvoir mesurer la température, ou les déformations par exemple, il conviendra également de procéder à un calibrage de l'instrument de manière à prendre en compte la dépendance du décalage spectral mesure aux valeurs physiques recherchées, ce que l'on appelle les sensibilités de mesure. Selon la société « Luna Technologies » cette dépendance est linéaire [104 Luna], pourtant nous avons déterminé que cette hypothèse ne peut en fait se réaliser que pour les petites plages de température et déformations (Cf. § 3), dans le cas contraire, à savoir pour les niveaux de déformations et/ou variations de température que l'on rencontre généralement dans le cas d'applications industrielles, la prise en compte des effets physiques (température, déformations …) sur la localisation spatiale des jauges (les points de mesure) s'avère indispensable si l'on souhaite garantir la qualité des mesures.

2.3.2 Méthode tensorielle

2.3.2.1 Tenseur des déformations

La déformation est due au déplacement relatif qu'à lieu lorsqu'un matériau est placé sous contraintes (sous traction ou compression par exemple) (fig. 2.5).

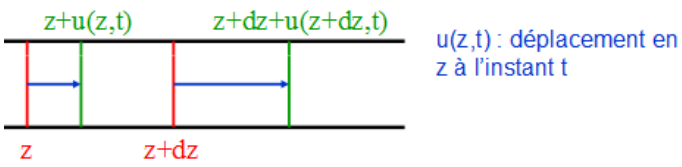


Figure 2.5 – Déplacement d'une tranche du matériau considéré

Le déplacement est classiquement caractérisé par le vecteur de déplacement : $\vec{u} = (u_x, u_y, u_z)$.
Tandis que les composantes du tenseur de déformations linéarisé sont :

$$\gamma_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \qquad (2.19)$$

Le tenseur peut être présenté comme une matrice de 9 éléments voire, dans une forme réduite, comme un vecteur-colonne comme suit [117 Marlagrange] :

$$[\gamma] = \begin{pmatrix} \gamma_{11} & \gamma_{12} & \gamma_{13} \\ \gamma_{12} & \gamma_{22} & \gamma_{23} \\ \gamma_{13} & \gamma_{23} & \gamma_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_{11} \\ \gamma_{22} \\ \gamma_{33} \\ \gamma_{23} \\ \gamma_{13} \\ \gamma_{12} \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

où les composants diagonales ont le sens physique des allongements relatifs selon les axes correspondants, tandis que les éléments non-diagonaux portent le sens physique des cisaillements.

2.3.2.2 Lien entre le tenseur des déformations et la fluctuation de la permittivité diélectrique

Si l'on considère une fibre optique monomode non-biréfringente, son ellipsoïde des indices prend la forme :

$$\frac{x^2+y^2+z^2}{n^2} = 1 \quad (2.21)$$

De fait, son imperméabilité (la valeur inverse à la permittivité diélectrique) est représentée par le tenseur suivant :

$$[\eta_0] = \begin{pmatrix} \frac{1}{n^2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{n^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{n^2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{n^2} \\ \frac{1}{n^2} \\ \frac{1}{n^2} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

Une déformation appliquée à la fibre change donc son imperméabilité selon la relation suivante [118 Lévy] :

$$\underline{\underline{\eta}} = \underline{\underline{\eta_0}} + \underline{\underline{\Delta\eta}} \quad (2.23)$$

$$\text{avec } \underline{\underline{\Delta\eta}} = \underline{\underline{\underline{\underline{P}}}} \cdot \underline{\underline{\gamma}} \quad (2.24)$$

où [P] est le tenseur élasto-optique pour le milieu isotrope (puisque l'on considère que la fibre est exempte de biréfringences) qui est connu pour la silice [105 Bertholds] :

$$[P] = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{12} & & & \\ p_{12} & p_{11} & p_{12} & & \mathbb{0} & \\ p_{12} & p_{12} & p_{11} & & & \\ & & & \frac{p_{11}-p_{12}}{2} & 0 & 0 \\ & \mathbb{0} & & 0 & \frac{p_{11}-p_{12}}{2} & 0 \\ & & & 0 & 0 & \frac{p_{11}-p_{12}}{2} \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

L'imperméabilité est le tenseur inverse de celui de la permittivité diélectrique, soit :

$$\underline{\underline{\eta}} = \underline{\underline{\varepsilon_r}}^{-1} \quad (2.26)$$

Aussi, pour le tenseur de déformations, obtient-on l'équation équation suivante :

$$\underline{\underline{\underline{P}}} \cdot \underline{\underline{\gamma}} = \underline{\underline{\varepsilon_r}}^{-1} - \underline{\underline{\varepsilon_r^0}}^{-1} \quad (2.27)$$

2.3.2.3 Mesure de la permittivité diélectrique de la fibre subie aux déformations

On considère maintenant que la permittivité diélectrique complète d'une fibre optique est la somme de la permittivité diélectrique « standard » et de sa fluctuation, c'est-à-dire :

$$\varepsilon_r(z) = \varepsilon_r^0 + \Delta\varepsilon_r(z), \quad (2.28)$$

Nous avons établi au paragraphe 2.1 qu'il est possible d'établir le lien entre l'intensité détectée et la fluctuation de la permittivité diélectrique du guide (2.15). Donc, si la fibre optique subit une déformation (ou une variation de température) sa permittivité diélectrique change également, comme suit :

$$\varepsilon_r(z) = \varepsilon_r^0 + \Delta\varepsilon_r^0(z) + \Delta\varepsilon_r^{déf}(z) \quad (2.29)$$

où $\Delta\varepsilon_r^0(z)$ est la fluctuation de la permittivité diélectrique due aux défauts intrinsèques ;
$\Delta\varepsilon_r^{déf}(z)$ est la fluctuation de la permittivité diélectrique due aux déformations.

La permittivité étant constitué de deux termes, dans la mesure où nous ne recherchons que le second, une mesure différentielle s'impose. Il convient donc réaliser une mesure de référence pour déterminer la partie constante (initiale) de cette fluctuation.

En l'absence de déformation, la fluctuation mesurée est :

$$\Delta\varepsilon_r^{réf}(z) = \Delta\varepsilon_r^0(z) \quad (2.30)$$

Si l'on applique une déformation la fluctuation mesurée devient :

$$\Delta\varepsilon_r^{mes}(z) = \Delta\varepsilon_r^0(z) + \Delta\varepsilon_r^{déf}(z) = \Delta\varepsilon_r^{réf}(z) + \Delta\varepsilon_r^{déf}(z) \quad (2.31)$$

D'où la fluctuation due à cette déformation :

$$\Delta\varepsilon_r^{déf}(z) = \Delta\varepsilon_r^{mes}(z) - \Delta\varepsilon_r^{réf}(z) \quad (2.32)$$

Si l'on applique une déformation sur la fibre, la premittivité diélectrique influencée par les contraintes mesurée revêt la forme suivante :

$$\varepsilon_r^{mes}(z) = \varepsilon_r^0 + \Delta\varepsilon_r^{déf}(z) = n^2 + \Delta\varepsilon_r^{déf}(z) \quad (2.33)$$

où n = 1,4645 est l'indice moyenne de la fibre (naturellement les derniers chiffres significatifs varient d'une fibre à l'autre, en particulier du fait des différences de dopages).

2.3.2.4 Calcul des composantes du tenseur de déformations

Nous sommes dès lors capables de mesurer la fluctuation de la permittivité diélectrique due aux déformations. Le tenseur de la permittivité diélectrique devient dans ce cas :

$$[\varepsilon_r] = \begin{pmatrix} n^2 + \Delta\varepsilon_r^{déf} & 0 & 0 \\ 0 & n^2 + \Delta\varepsilon_r^{déf} & 0 \\ 0 & 0 & n^2 + \Delta\varepsilon_r^{déf} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} n^2 + \Delta\varepsilon_r^{déf} \\ n^2 + \Delta\varepsilon_r^{déf} \\ n^2 + \Delta\varepsilon_r^{déf} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

En substituant l'équation (2.35) dans l'équation (2.28) on obtient un système linéaire d'équations contenant les composantes du tenseur de déformations :

$$\begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{12} & & & \\ p_{12} & p_{11} & p_{12} & & \mathbb{0} & \\ p_{12} & p_{12} & p_{11} & & & \\ & & & \frac{p_{11}-p_{12}}{2} & 0 & 0 \\ & \mathbb{0} & & 0 & \frac{p_{11}-p_{12}}{2} & 0 \\ & & & 0 & 0 & \frac{p_{11}-p_{12}}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \gamma_{11} \\ \gamma_{22} \\ \gamma_{33} \\ \gamma_{23} \\ \gamma_{13} \\ \gamma_{12} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{n^2+\Delta\varepsilon_r^{déf}} - \frac{1}{n^2} \\ \frac{1}{n^2+\Delta\varepsilon_r^{déf}} - \frac{1}{n^2} \\ \frac{1}{n^2+\Delta\varepsilon_r^{déf}} - \frac{1}{n^2} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

On remarque que les composantes « croisées » du tenseur s'annulent. En fait, nous ne pouvons avoir accès qu'aux composantes représentantes les allongements relatifs (composantes diagonales). Cela est dû au fait que nous avons considéré la fibre optique comme non-biréfringente. Par contre, si l'on développe une théorie prenant en compte la

biréfringence de la fibre optique, il serait alors possible de mesurer toutes les composantes du tenseur des déformations avec une seule fibre optique monomode.

2.4 Montage OFDR expérimental

2.4.1 Description

Nous avons choisi la méthode OFDR comme la méthode de mesure de distance parcourue dans la fibre. Afin d'augmenter la portée de la mesure nous allons coupler la méthode OFDR avec la compensation du bruit de phase du laser (Cf. § 1.2.2.3). Le montage expérimental correspondant est présenté sur la fig. 2.6.

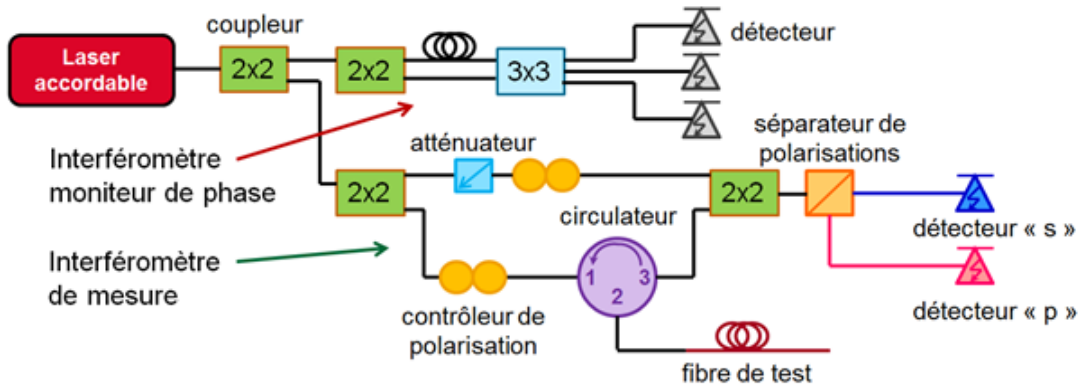


Figure 2.6 – Schéma du montage concrétisant la conception générale de la technique OFDR avec correction du bruit de phase du laser

Ce montage comporte une source laser accordable, balayée en fréquence, comme dans un réflectomètre fréquentiel OFDR classique. Il est important de remarquer que si la source laser n'est pas balayée linéairement en fréquence il est indispensable d'effectuer la procédure de linéarisation [119 Yuksel, 120 Ahn] dans le traitement de signal qui suit l'acquisition des données. La lumière incidente est injectée dans un coupleur 2x2 (90/10) qui forme les entrées des deux interféromètres : l'interféromètre-moniteur de phase (MPh) et l'interféromètre de mesure (DUT).

L'interféromètre-moniteur de phase est bien entendu l'interféromètre auxiliaire. Il sert à déterminer (compenser) la phase du laser, phase qui subit nécessairement des fluctuations aléatoires au cours de la mesure (non instantanée). Ces fluctuations pourraient perturber les résultats de mesure puisqu'elles influent sur le spectre rétro-réfléchi, induisant par là même des faux décalages de celui-ci. L'interféromètre MPh est de type Mach-Zehnder formé d'un coupleur 2x2 (50/50) et d'un coupleur 3x3 (33/33/33). Les détails de son fonctionnement sont précisés au paragraphe 2.5.1.

L'interféromètre de mesures DUT sert à déterminer les grandeurs physiques recherchées (température, déformations, etc.) le long de la fibre, et plus précisément leur profil. Il s'agit également d'un interféromètre de type Mach-Zehnder consistant cette fois en deux coupleurs 2x2, à savoir : un premier de rapport de couplage 95/5 placé à l'entrée et un second de type 3 dB (50/50) à la sortie. Le coupleur 95/5 à l'entrée ainsi que l'atténuateur et les contrôleurs de polarisation dans le bras de référence permettent d'équilibrer le bras de mesure (95 %) et

le bras de référence (5 %), le niveau du signal rétro-réfléchi étant très faible. Un circulateur est également utilisé afin d'injecter la lumière dans la fibre sous test.
Le signal d'interférence obtenu provient ensuite au séparateur de polarisation (PBS). La lumière, formée des Etats de Polarisation (EdP) s et p est détectée par les détecteurs correspondants. Il est en effet nécessaire d'acquérir séparément les signaux correspondants aux deux EdP s et p, pour assurer un bon contraste interférentiel.
De fait, on détermine des signaux correspondants aux intensités des états s et p, en fonction du temps d'acquisition : $I_s(t)$, $I_p(t)$.

2.5 Traitement des signaux reçus

Comme souligné plus en amont, pour mesurer le profil de température, ou de déformations, il est nécessaire d'effectuer deux mesures distinctes. La première dite 'de référence', réalisé alors que la fibre n'est pas encore influencée par le paramètre à mesurer, et la seconde 'de mesure' lorsqu'elle l'est.

2.5.1 L'interféromètre moniteur de phase MPh : Calcul de la phase du laser à balayage

Les signaux qui se propagent dans les bras de l'interféromètre MPh sont :

$$E_s = \rho e^{i\varphi(t-\tau_{sMPh})} \qquad (2.37)$$
$$E_r = \rho e^{i\varphi(t-\tau_{rMPh})}$$

où ρ est l'amplitude de l'onde de bras de signal et référence ;
τ_s est le retard introduit par le bras de signal ;
τ_r est le retard introduit par le bras de référence.

Les signaux à la sortie de l'interféromètre prennent la forme :

$$E_1 = E_s + \mathrm{E}_r e^{-i\psi_1}$$
$$E_2 = E_s + \mathrm{E}_r e^{-i\psi_2} \qquad (2.38)$$
$$E_3 = E_s + \mathrm{E}_r e^{-i\psi_3}$$

où ψ_i est le déphasage introduit par la sortie correspondante du coupleur 3x3.

L'intensité détectée par les détecteurs 1, 2 et 3 est :

$$I_1 = 2\rho^2 + 2\rho^2 \cos(\theta_{MPh}(t) + \psi_1)$$
$$I_2 = 2\rho^2 + 2\rho^2 \cos(\theta_{MPh}(t) + \psi_2) \qquad (2.39)$$
$$I_3 = 2\rho^2 + 2\rho^2 \cos(\theta_{MPh}(t) + \psi_3)$$

où $\theta_{MPh}(t) = \varphi(t - \tau_{sMPh}) - \varphi(t - \tau_{rMPh})$ représente le déphasage entre les deux bras de l'interféromètre.

Pour un coupleur 3x3 idéal le déphasage vaut $\psi_1 = 0$; $\psi_2 = 2\pi/3$; $\psi_3 = -2\pi/3$. En insérant ces valeurs du déphasage dans les équations (2.39) on obtient :

$$\begin{cases} 2\rho^2(1+\cos\theta_{MPh}) = I_1 \\ 2\rho^2\left(1-\frac{1}{2}\cos\theta_{MPh}-\frac{\sqrt{3}}{2}\sin\theta_{MPh}\right) = I_2 \\ 2\rho^2\left(1-\frac{1}{2}\cos\theta_{MPh}+\frac{\sqrt{3}}{2}\sin\theta_{MPh}\right) = I_3 \end{cases} \quad (2.40)$$

La solution de ce système permet de trouver le déphasage théorique entre les bras de l'interféromètre :

$$\theta_{MPh}(t) = \tan^{-1}\left(\frac{\sqrt{3}(I_3-I_1)}{I_1-I_2-I_3}\right) \quad (2.41)$$

On effectue ensuite la transformée de Fourier du déphasage obtenu :

$$TF[\theta_{MPh}(t)] = TF[\varphi(t-\tau_{sMPh}) - \varphi(t-\tau_{rMPh})]$$

$$\Theta_{MPh}(\omega) = \Phi(\omega)\left(e^{-i\omega\tau_{sMPh}} - e^{-i\omega\tau_{rMPh}}\right) \quad (2.42)$$

où $\Theta_{MPh}(\omega)$ est le spectre du déphasage ;
$\Phi(\omega)$ est le spectre de phase du laser.

On voit selon l'équation (2.42) que la fonction de transfert de l'interféromètre MPh est la suivante :

$$H_{MPh}(\omega) = e^{-i\omega\tau_{sMPh}} - e^{-i\omega\tau_{rMPh}} \quad (2.43)$$

Il est donc possible de calculer le spectre de la phase du laser comme suit :

$$\Phi(\omega) = \Theta_{MPh}(\omega)H_{MPh}^{-1}(\omega) \quad (2.44)$$

où $H_{MPh}^{-1}(\omega) = \frac{1}{e^{-i\omega\tau_{sMPh}} - e^{-i\omega\tau_{rMPh}}}$ est la fonction inverse de la fonction de transfert $H_{MPh}(\omega)$.

La fonction $H_{MPh}^{-1}(\omega)$ a des singularités à zéro et aux points $\omega = \frac{m}{\tau_{sMPh}-\tau_{rMPh}}, m \in \mathbb{Z}$.
Il est donc impossible de calculer la phase du laser à ces points. Pour résoudre cette question, nous allons utiliser la dérivée de la phase et son spectre, ce qui nous permettra d'éliminer la singularité en zéro :

$$\Phi_d(\omega) = \Theta_{MPh}(\omega)H_{MPhd}^{-1}(\omega) \quad (2.45)$$

où $\Phi_d(\omega)$ est le spectre de la dérivée de phase du laser ;
$H_{MPhd}^{-1}(\omega) = \frac{-i\omega}{e^{-i\omega\tau_{sMPh}} - e^{-i\omega\tau_{rMPh}}}$ est la fonction inverse de la fonction de transfert de la dérivée de phase du laser.

Cependant, cette fonction présente toujours des singularités de type $\omega = \frac{m}{\tau_{sMPh} - \tau_{rMPh}}$.
Nous allons devoir filtrer le spectre la dérivée de phase du laser obtenue, en l'occurence à l'aide d'un filtre de type Butterworth de fréquence de coupure $\omega_c \leq \frac{m}{\tau_{sMPh} - \tau_{rMPh}}$. Ainsi, le spectre de la dérivée de phase du laser se résume à l'expression :

$$\Phi_d(\omega) = \Theta_{MPh}(\omega) H_{MPhd}^{-1}(\omega) G_{MPh}(\omega) \quad (2.46)$$

avec $G_{MPh}(\omega) = \frac{G_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^{2k}}}$ où k est l'ordre du filtre.

2.5.2 L'interféromètre de mesures DUT : Calcul du déphasage et extraction des parties réelle et imaginaire de l'amplitude de la lumière laser injectée

Le déphasage entre les bras de l'interféromètre DUT est :

$$\theta(t) = \varphi(t - \tau_s - \tau_{DUT}) - \varphi(t - \tau_r) \quad (2.47)$$

où τ_{DUT} est le retard introduit par la fibre de teste ;
τ_s est le retard introduit par le bras de signal ;
τ_r est le retard introduit par le bras de référence.

On prend alors la transformée de Fourier de la dérivée de ce déphasage :

$$\Theta_d(\omega) = \Phi_d(\omega)\left(e^{-i\omega(\tau_s + \tau_{DUT})} - e^{-i\omega\tau_r}\right) \quad (2.48)$$

où $\Theta_d(\omega)$ est le spectre de la dérivée du déphasage ;
$\Phi_d(\omega)$ est le spectre de la dérivée de phase du laser.

On observe, selon l'équation (2.48), que la fonction de transfert de l'interféromètre DUT est suivante :

$$H_{DUT}(\omega) = e^{-i\omega(\tau_s + \tau_{DUT})} - e^{-i\omega\tau_r} \quad (2.49)$$

En remplaçant la dérivée de phase du laser par (2.46) on obtient le déphasage :

$$\theta(t) = \int_0^{\tau} TF^{-1}[H_{DUT}(\omega)\Theta_{MPh}(\omega)H_{MPhd}^{-1}(\omega)G_{MPh}(\omega)]\, dt \quad (2.50)$$

Ensuite, en prenant en compte les deux Etats de Polarisation, on obtient les déphasages $\theta_s(t)$ et $\theta_p(t)$ comme suit :

$$\theta_s(t) = \int_0^{\tau} TF^{-1}[H_{DUT}^{S}(\omega)\Theta_{MPh}(\omega)H_{MPhd}^{-1}(\omega)G_{MPh}(\omega)]\,dt \qquad (2.51)$$

où $H_{DUT}^{S}(\omega) = e^{-i\omega(\tau_s^S+\tau_{DUT})} - e^{-i\omega\tau_r^S}$ est la fonction de transfert de la polarisation s.

$$\theta_p(t) = \int_0^{\tau} TF^{-1}\left[H_{DUT}^{p}(\omega)\Theta_{MPh}(\omega)H_{MPhd}^{-1}(\omega)G_{MPh}(\omega)\right]dt \qquad (2.52)$$

où $H_{DUT}^{p}(\omega) = e^{-i\omega(\tau_s^p+\tau_{DUT})} - e^{-i\omega\tau_r^p}$ est la fonction de transfert de la polarisation p.

Les signaux reçus par les détecteurs s et p après l'interféromètre DUT sont bien entendu :

$$\begin{aligned} I_s &\sim \cos\left(\theta_s(t) + \varphi_s\big(\omega(t)\big)\right) \\ I_p &\sim \cos\left(\theta_p(t) + \varphi_p\big(\omega(t)\big)\right) \end{aligned} \qquad (2.53)$$

Pour déterminer les deux signaux s et p, on génère ensuite des signaux « en phase » et « en quadrature de phase » du déphasage de l'interféromètre DUT, avant de les mélanger avec les signaux s et p reçus :

$$\begin{aligned} I_s \cos\theta_s(t) &= \tfrac{1}{2}\cos\varphi_s\big(\omega(t)\big) + \tfrac{1}{2}\cos\left(2\theta_s(t) + \varphi_s\big(\omega(t)\big)\right) \\ I_s \sin\theta_s(t) &= \tfrac{1}{2}\sin\varphi_s\big(\omega(t)\big) + \tfrac{1}{2}\sin\left(2\theta_s(t) + \varphi_s\big(\omega(t)\big)\right) \\ I_p \cos\theta_p(t) &= \tfrac{1}{2}\cos\varphi_p\big(\omega(t)\big) + \tfrac{1}{2}\cos\left(2\theta_p(t) + \varphi_p\big(\omega(t)\big)\right) \\ I_p \sin\theta_p(t) &= \tfrac{1}{2}\sin\varphi_p\big(\omega(t)\big) + \tfrac{1}{2}\sin\left(2\theta_p(t) + \varphi_p\big(\omega(t)\big)\right) \end{aligned} \qquad (2.54)$$

Les premiers termes des équations (2.54) correspondent respectivement aux parties réelles et imaginaires des deux signaux s et p. Il faut donc filtrer les seconds termes dont la fréquence est double par rapport à celle des premiers termes. Des filtres passe-bas de fréquence de coupure $\omega_c^i \leq \frac{2\theta_i}{\tau_s^i+\tau_{DUT}^i-\tau_r^i}$ où i correspond à l'état de polarisation s ou p sont requis.

Les parties réelles et imaginaires des deux signaux s et p sont donc :

$$\begin{aligned} Re[E_s] &= \tfrac{1}{2}\cos\varphi_s\big(\omega(t)\big) \\ Im[E_s] &= \tfrac{1}{2}\sin\varphi_s\big(\omega(t)\big) \\ Re\big[E_p\big] &= \tfrac{1}{2}\cos\varphi_p\big(\omega(t)\big) \\ Im\big[E_p\big] &= \tfrac{1}{2}\sin\varphi_p\big(\omega(t)\big) \end{aligned} \qquad (2.55)$$

n.b. : Le fait d'appliquer un filtre passe-bas échantillonne la fibre sous test puisque le filtre coupe la bande de fréquences inférieures. Cela correspond à une plage de temps de vol limité dans le domaine temporel, et donc une certaine longueur de la fibre de mesure.

Après avoir obtenu les parties réelle et imaginaire des deux signaux correspondant aux deux polarisations s et p, il devient possible de calculer le champ total comme l'amplitude de vecteur imaginaire :

$$E = \sqrt{(Re[E_s])^2 + (Im[E_s])^2 + \left(Re\left[E_p\right]\right)^2 + \left(Im\left[E_p\right]\right)^2} \qquad (2.56)$$

Les données acquises dépendant de l'instant et de la durée de l'acquisition réalisée, ce qui signifie, pour être plus précis, que la valeur des champs est associée de manière univoque à une durée spécifique du temps physique de l'acquisition : $E(t_{ac})$.

2.5.3 Passage dans le domaine spatial et obtention de la courbe caractéristique de la réflectométrie fréquentielle

Selon le principe de la méthode OFDR (Cf. §. 1.2.2), il convient d'injecter dans une fibre optique une onde lumineuse continue modulée linéairement en fréquence, puis d'effectuer une détection hétérodyne, à savoir le battement de fréquences dû au mélange entre l'onde incidente issue du laser et l'onde rétrodiffusée par la fibre. L'onde laser étant balayée linéairement, à chaque instant la fréquence de battement code la distance à laquelle elle a été rétrodiffusée. De fait, *a contrario* de la réflectométrie temporelle (OTDR) ou le temps de vol (tant des impulsions à l'aller que de la rétrodiffusion au retour) code la position des diffuseurs (les jauges), cette fois c'est la fréquence de battement qui représente les positions le long de la fibre, il s'agit donc cette fois d'une dualité spatio-fréquentielle.
Afin d'obtenir le profil d'un paramètre physique à mesurer il est tout naturellement nécessaire de déterminer l'information en chaque point de la fibre, c'est-à-dire, de tout le continuum de fréquences. Ainsi, le procédé consiste à injecter une onde modulée linéairement en fréquence dans le montage connecté à la fibre à analyser, puis à détecter le battement de l'onde incidente avec la rétrodiffusion de Rayleigh $I(t_{ac})$ provenant de cette fibre. On obtient ainsi le champ $E(t_{ac})$ décrit en amont par les paragraphes 2.5.1 et 2.5.2.
Bien évidemment, puisqu'en OFDR c'est la fréquence de battement qui porte l'information sur la distance parcourue dans la fibre, on effectue une transformée de Fourier afin de revenir dans le domaine fréquentiel de ce battement :

$$E(\Omega) = TF[E(t_{ac})] \qquad (2.57).$$

Puis, l'on effectue le filtrage nécessaire et passe dans le domaine du temps de vol dans la fibre optique en effectuant de nouveau une transformée de Fourier :

$$E(\tau) = TF[E(\Omega)] \qquad (2.58).$$

Il est maintenant possible de passer dans le domaine des distances en modifiant l'abscisse :

$$z = \tau \frac{c}{n} \qquad (2.59).$$

où z est la distance parcourue dans la fibre ;
c est la vitesse de lumière et n = 1,4645 est l'indice moyenne de la fibre.

Ainsi on obtient la courbe caractéristique de réflectométrie (Fig. 2.7) :

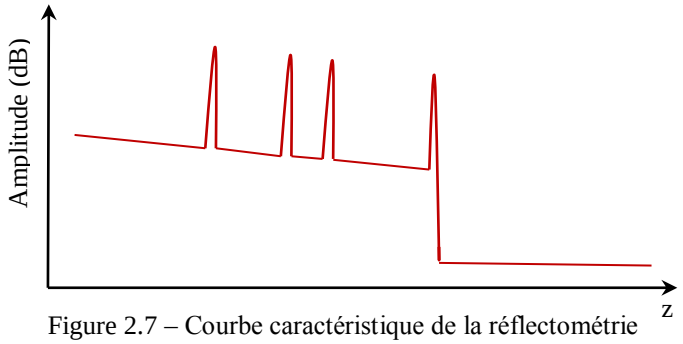


Figure 2.7 – Courbe caractéristique de la réflectométrie

A partir de cette courbe on peut utiliser l'une des deux méthodes décrites ci-dessus : à savoir soit la méthode corrélationnelle soit la méthode tensorielle, afin de déterminer le profil du paramètre physique à mesurer.

2.5.4 Calcul de la fluctuation de l'indice de réfraction et correction de la distance parcourue

A cette étape-ci il est possible de calculer la fluctuation de la permittivité diélectrique de la fibre selon la formule (2.15) et par conséquence de l'indice de réfraction du cœur de la fibre:

$$n(z) = \sqrt{n^2 + \Delta\varepsilon_r(z)} \qquad (2.60)$$

où n = 1,4645 est l'indice moyenne de fibre optique ;
$\Delta\varepsilon_r(z)$ est la fluctuation de permittivité diélectrique.

Ainsi la distance parcourue dans la fibre peut être corrigée *via* :

$$z = \tau \int_0^l \frac{c}{n(z')} dz' \qquad (2.61).$$

Afin de garder l'homogénéité du pas (*n.b.* : on parle ici du pas physique d'échantillonnage le long de la fibre) pour le futur traitement de signal il sera également possible, et même parfois souhaitable, d'effectuer un re-échantillonnage de la distance corrigée.

2.5.5 Traitement de signal : méthode tensorielle

Après avoir calculé la fluctuation de la permittivité diélectrique de la fibre, selon la formule (2.15), et la distance parcourue dans la fibre, selon la relation (2.61), nous utilisons le traitement de signal reposant sur la méthode tensorielle et correspondant au traitement théorique, tel que décrit aux paragraphes 2.3.2.3 et 2.3.2.4.

2.5.6 Traitement de signal : méthode corrélationnelle

Le traitement de signal réel pour la méthode corrélationnelle est légèrement différent du traitement théorique décrit au paragraphe 2.3.1. Pour ce faire, on découpe ici la fibre en jauges dans l'espace réel, par exemple, en jauges de 1 cm de longueur. Puis, on effectue une transformée de Fourier inverse afin de passer dans le domaine des vecteurs d'onde, où l'on va ensuite corréler les jauges avec les jauges décalées d'une demi-longueur.

$$E_j(\beta) = TF^{-1}\left[E_j(z)\right]$$
$$E_j^{1/2}(\beta) = TF^{-1}\left[E_j^{1/2}(z)\right] \qquad (2.62).$$

Puis, il convient d'effectuer la corrélation entre les spectres correspondants, de mesure et de référence, avant de déterminer la position du maximum de corrélation. La procédure de calcul de corrélation utilisée est telle que si le maximum de corrélation se trouve au milieu de la zone de corrélation le décalage spectral est nul. On obtient ainsi la valeur du décalage spectral comme suit :

$$\Delta\beta = (x_{max} - x_0)p_\beta \qquad (2.63)$$

où x_{max} est la position du maximum de corrélation ;
x_0 est la position du centre de la zone de corrélation ;
p_β est le pas de vecteur d'onde.

La valeur finale du décalage spectral est calculée comme la moyenne des valeurs des décalages des jauges « standard » et décalées d'une demi-longueur. Précisons que le signe de ce décalage spectral est important : à un décalage « négatif » correspond un refroidissement pour les mesures de température ou à une contraction physique de la fibre en terme de mesure de déformation, tandis qu'un décalage « positif » correspond respectivement à un réchauffement et/ou à un allongement.
Afin de passer du décalage spectral obtenu pour chaque jauge à la température, ou aux déformations, il est nécessaire de calibrer le système de mesure, c'est-à-dire, d'effectuer une série d'expérience avec des étalons de température ou des déformations pour établir le lien (les sensibilités) entre le décalage et les paramètres physiques à mesurer :

$$T = f_T(\Delta\beta),\ \gamma = f_\gamma(\Delta\beta) \qquad (2.64)$$

La société « Luna Innovations » considère dans son traitement que cette sensibilité présente une tendance linéaire. Mais nous avons mis en évidence le fait que ceci ne fonctionne que pour une plage de température (ou de déformations), somme toute limitée (Cf. § 3.1).

2.5.6.1 Correction des jauges pour les mesures de déformation

Pour les mesures de déformations, si celle-ci est sont importantes (pour fixer les idées, disons de 1 % soit 10 000 µm/m) à quelques pourcents d'allongement par exemple, à partir de certaines abscisses de la fibre, le décalage spectral (cumulé) peut devenir beaucoup plus important que la taille de la jauge elle-même dans le domaine réciproque. Dans ce cas la corrélation entre les jauges de mesure et de référence devient inopérante, voire pire délivre un résultat totalement faux prenant le maximum de corrélation obtenu sur cette longueur de jauge pour le vrai maximum qui en fait se trouve déjà au-delà de cette jauge. De ce fait, il est indispensable de corriger la position des jauges « en temps réel ».
A la première jauge, située au début de la fibre, va correspondre, après la mesure, le premier allongement relatif :

Coordonnée du début de la première jauge : $l_1^{réf} = 0$; $l_1^{mes} = 0$
Coordonnée du début de la première jauge décalée : $l_{1/2}^{réf} = \frac{l}{2}$; $l_{1/2}^{mes} = l/2$

L'allongement relatif de la première jauge : $\gamma_0 = \frac{\gamma_0' + \gamma_{1/2}'}{2}$
La longueur réelle de la première jauge : $l_0^{mes} = l(\gamma_0 + 1)$

où l est la longueur de jauge non-déformée ;
γ_0' est l'allongement relatif selon la première jauge ;
$\gamma_{1/2}$' est l'allongement relatif selon la première jauge décalée.

On prend pour la coordonnée du début de la deuxième jauge de mesure la longueur réelle de la première jauge puis l'on calcule l'allongement relatif de la deuxième jauge :

Coordonnée du début de la deuxième jauge : $l_1^{réf} = l$; $l_1^{mes} = l(\gamma_0 + 1)$
Coordonnée du début de la deuxième jauge décalée : $l_{3/2}^{réf} = l + \frac{l}{2}$; $l_{3/2}^{mes} = l(\gamma_0 + 1) + l/2$

L'allongement relatif de la deuxième jauge : $\gamma_1 = \frac{\gamma_1' + \gamma_{1/2}'}{2}$
La longueur réelle de la deuxième jauge : $l_1^{mes} = l(\gamma_0 + \gamma_1 + 2)$

Dans le cas commun pour la jauge numéro j :

Coordonnée du début de la jauge numéro j :

$$l_j^{réf} = (j-1)l \; ; l_j^{mes} = l\left(\sum_{k=0}^{j-1} \gamma_k + j\right), j \in \mathbb{N} \qquad (2.65)$$

Coordonnée du début de la jauge numéro j décalée :

$$l_{j1/2}^{réf} = (j-1)l + \frac{l}{2}; l_{j1/2}^{mes} = l\left(\sum_{k=0}^{j-1}\gamma_k + j\right) + l/2 \quad (2.66)$$

Cette méthode est intéressante dans la mesure où elle palie un certain nombre d'inconvénients de la corrélation par jauges mais, il ne faut pas se le cacher, elle présente néanmoins deux inconvénients : *i)* la présence d'une erreur systématique de mesure de la coordonnée du maximum de corrélation et *ii)* l'indispensabilité d'une formule récurrente imposant une rétroaction dans l'algorithme de programmation qui ralentit le significativement les calculs et demande beaucoup de ressources informatiques.

2.5.7 Traitement de signal : l'algorithme

A ce stade, résumons les différentes étapes qui composent l'algorithme du traitement des données :

1. Calcul du déphasage entre les deux bras de l'interféromètre MPh, à partir des données délivrées par les détecteurs 1, 2 et 3 (2.41) ;
2. Calcul de la TF du déphasage de l'interféromètre MPh (2.42) ;
3. Calcul du déphasage entre les bras de l'interféromètre DUT pour les deux Etats de Polarisation (2.51), (2.52) ;
4. Génération des signaux mixés (2.54) ;
5. Filtre des signaux mixés pour obtenir les parties réelles et imaginaires de l'amplitude complexe du champ détecté (2.55) ;
6. Calcul du champ total comme l'amplitude d'un vecteur complexe (2.56) ;

6.a Linéarisation si nécessaire ;

7. Transformée de Fourier pour passer dans le domaine des fréquences de battement (2.57) ;
8. Transformée de Fourier pour passer dans le domaine du temps de vol (2.58) ;
9. Passage dans le domaine des distances en modifiant l'indice (2.59) ;
10. Calcul de la fluctuation de l'indice de réfraction (2.60) ;
11. Calcul de la distance corrigée, en prenant en compte la fluctuation d'indice de réfraction (2.61), plus ré-échantillonnage ;

Pour la méthode tensorielle :

12. Passage dans le domaine des vecteurs d'onde ;
13. Calcul de la fluctuation de permittivité diélectrique (2.15) tant pour la mesure que pour la référence ;
14. Calcul de la fluctuation de permittivité diélectrique due aux déformations (2.32) ;
15. Détermination des allongements relatifs comme la solution du système d'équations (2.36).

Et, pour la méthode corrélationnelle :

12. Découpage de la fibre en jauges et jauges décalées (2.62) et passage dans le domaine de vecteur d'onde ;
13. Corrélation entre les spectres de mesure et de référence ;
14. Recherche de la position du maximum de corrélation ;
15. Calcul de la valeur du décalage spectral (2.63) ;
16. Passage aux paramètres physiques à mesurer (2.64) ;
17. Passage dans le domaine spatial, soit les différentes abscisses de la fibre de mesure.

2.6 Conclusion de ce chapitre

Dans ce chapitre nous avons analysé la théorie de la méthode Rayleigh OFDR et proposé un montage expérimental ainsi qu'un algorithme de traitement de signal pour sa réalisation pratique.

Deux méthodes différentes ont été proposées et élaborées, à savoir la méthode tensorielle et la méthode corrélationnelle (cette dernière étant celle mise en œuvre par « Luna Innovations »).

La méthode tensorielle pourrait donner théoriquement les résultats plus précis car elle n'introduit pas d'erreur systématique comme la méthode corrélationnelle (Cf. § 2.3.1). Pourtant elle n'est applicable que pour les mesures de déformations puisque basée sur l'effet élasto-optique.

La méthode corrélationnelle peut introduire une petite erreur systématique, mais elle est plus universelle que la précédente du fait que son procédé de calcul des décalages spectraux ne dépend pas de la nature du paramètre physique à mesurer. Il faut également noter que cette méthode demande d'une procédure de calibrage de la sensibilité reliant les valeurs du paramètre physique à mesurer avec celles des décalages spectraux correspondants. Dans le cadre de la présente thèse les algorithmes pour les deux méthodes ont été élaborés.

Les résultats obtenus suite à la mise en œuvre expérimentale de la méthode Rayleigh OFDR sont présentés et discutés au chapitre 4. Cependant, avant de passer aux résultats il nous a semblé utile et intéressant de tester les capacités de l'appareil Luna OBR 4600 existant. Ceci est l'objet du chapitre 3 qui suit.

3 Potentiel de mesure de l'appareil OBR 4600 Luna

Afin d'estimer les capacités de la technologie des mesures basée sur la diffusion de Rayleigh l'appareil existant OBR Luna 4600 a subi plusieurs tests.
Selon la documentation technique du constructeur, l'appareil OBR 4600 est capable d'effectuer des mesures de température et de déformations sur une plage de longueur de 30 m, et de 70 m.

3.1 Mesure des profils de température

Dans un premier temps, l'appareil Luna OBR 4600 a été testé pour vérifier ses performances de mesure de la température. La fibre de test utilisée, gainée cuivre pour sa tenue en hautes températures, a été insérée dans un four cylindrique de 90 cm de longueur. Au centre de ce four, 10 thermocouples ont été placés, espacés de 4 cm, de telle façon que l'on puisse détecter un quasi-profil thermique, au plus proche de la fibre de mesure. Les thermocouples ainsi que le thermomètre interne du four ont servi d'étalon de température dans cette expérience. La consigne de température du four a été réglée à 600°C. Cette température, et ce type de fibre, ont été choisis dans le cadre d'une future application industrielle de la méthode (Cf. § 5).
Le profil de température du four, mesuré avec l'OBR, d'une part et bien sûr avec les thermocouples d'autre part, est présenté sur la Figure 3.1 ci-dessous.

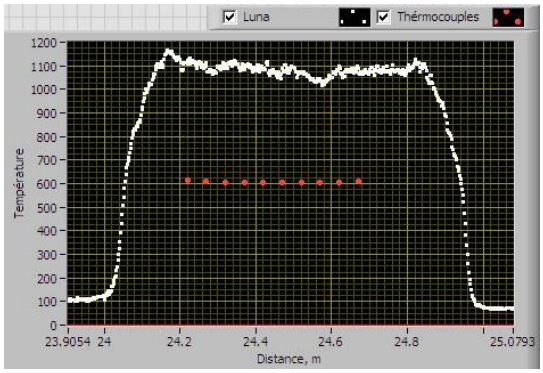


Figure 3.1 – Profil du four : thermocouples (rouge) et OBR (blanc)

Comme nous pouvons l'observer, l'appareil OBR délivre une assez bonne allure du profil thermique au sein du four, graphe dont la forme correspond au profil de température présenté dans la documentation technique. Cependant, la valeur de température mesurée est bien trop élevée : l'OBR indique 1100°C pour une température de consigne aux alentours de 600°C, telle qu'enregistrée par les thermocouples. Cette différence, qui ne provient pas d'une erreur de mesure dénote d'un problème de fond qu'il nous faut tenter d'élucider.
Ainsi une série d'expérience a été effectuée pour décrire puis analyser cette problématique.

3.2 Expérience de mesure en très haute température

3.2.1 Mesure de profile de température

Afin de décrire le phénomène du décalage de température observé une seconde expérience a été effectuée. Le four a été programmé pour 9 paliers successifs de 50°C couvrant la plage allant de 200°C à 600°C. Le four a été programmé pour rester sur chaque palier le temps nécessaire à la stabilisation en température, soit environ une demi-heure. Le résultat de l'expérience est présenté sur la figure 3.2.



Figure 3.2 – Evolution du profil de température dans le four pour une fibre gainée en cuivre : OBR (blanc), thermocouples (rouge), différence entre les deux (vert)

Les courbes délivrées par l'OBR 4600 et des thermocouples ont également une allure similaire mais la différence en valeur absolue de température est d'autant plus élevée que la valeur de température croît. En fait on découvre, avec une certaine stupeur, que la plage de température sur laquelle l'appareil OBR et les thermocouples fournissent une température identique est limitée à seulement une centaine de degrés (Cf. Fig. 3.3).

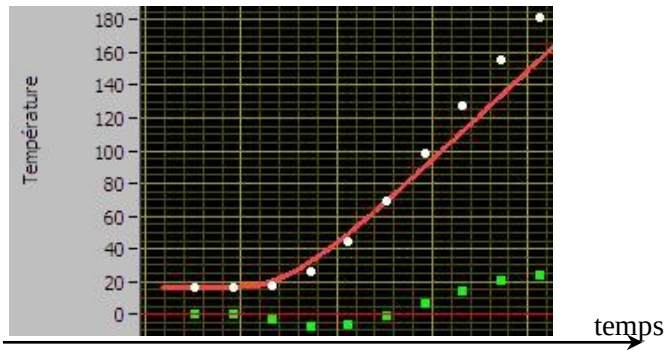


Figure 3.3 – Evolution de la température moyenne du four près de la température ambiante : OBR (blanc), thermocouples (rouge), différence entre les deux (vert)

Précisons tout de même, que la fibre utilisée pour cette expérience n'était pas une fibre « standard » télécoms de type SMF-28 mais une fibre gainée en cuivre, eu égard aux températures relativement élevées que nous visions. Afin d'exclure l'influence possible du

gainage la même expérience a donc été dupliquée, avec cette fois pour une fibre télécoms SMF-28 gainée acrylate (Cf. Fig. 3.4).

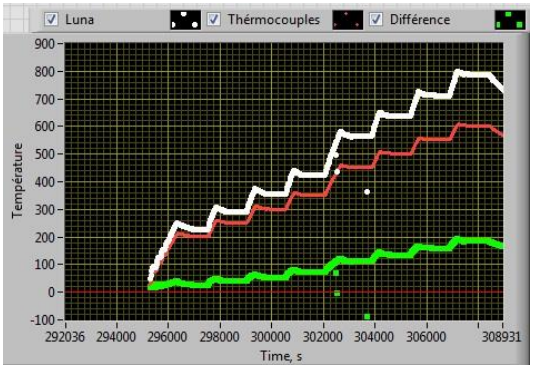


Figure 3.4 – Evolution du profil de température dans le four pour une fibre SMF-28 : OBR (blanc), thermocouples (rouge), différence entre les deux (vert)

On observe ici que la différence entre la valeur de température mesurée par l'OBR 4600 et par les thermocouples a diminué (de 500°C à 200°C) mais elle reste bien trop importante pour assurer une utilisation sereine de cet appareil OBR en hautes températures, et quel que soit le type de fibre utilisé.
Parallèlement, nous pouvons bien évidement affirmer que le gainage cuivre influence le résultat de la mesure de température réalisée avec l'OBR 4600. Par conséquence, les fibres avec gainage spécifique demanderont une procédure de calibrage avant toute utilisation de cet appareil.

3.2.2 Choix de la référence

Les mesures fondées sur la rétrodiffusion de Rayleigh sont différentielles, ce qui signifie qu'il faut nécessairement acquérir au préalable une mesure de référence, afin de pourvoir déterminer le paramètre physique désiré. S'il est nécessaire de le mesurer une seule fois, la question de « *Quelle mesure de référence considérer ?* » ne se pose pas, en l'occurrence il peut s'agir de la mesure effectuée juste avant application des effets à mesurer. Pourtant, lorsqu'il s'agit de mesure répétitive sur une longue période temporelle, il faut alors considérer l'évolution dynamique du paramètre physique recherché, et il existe alors au moins deux choix de référence possibles : soit l'on prend la même référence (la toute première mesure) pour tout l'ensemble de données, soit chaque nouvelle mesure prend comme référence la mesure précédente. Cette seconde approche revient à déterminer une sorte de dérivée temporelle du profil du paramètre à mesurer. Les deux types de calcul, pour l'expérience de mesure de haute température décrite ci-dessus, sont présentés sur la figure 3.5.

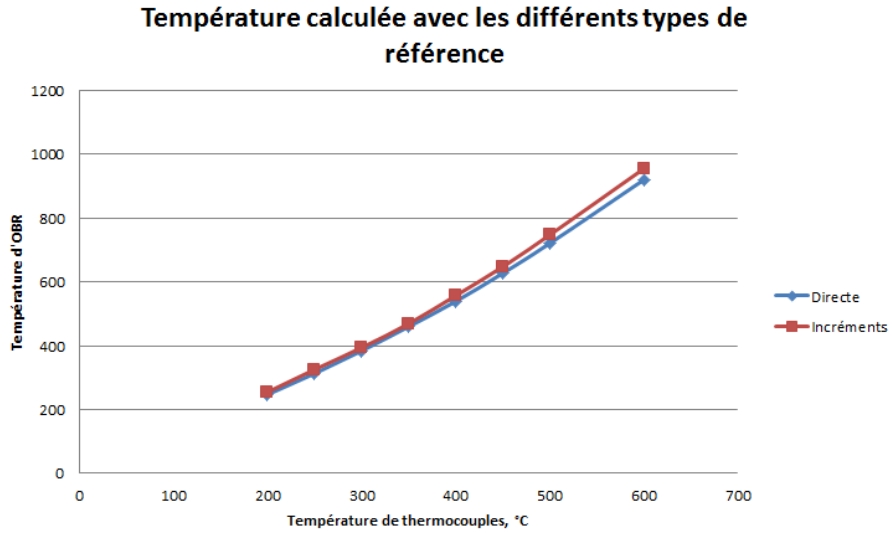


Figure 3.5 – Température calculée avec la seule référence (directe, en bleu) et avec la référence incrémentale (incréments, en rouge)

On observe que les résultats de deux méthodes de mesure sont assez proches l'un de l'autre. La méthode d'incrémentation de référence pourrait cependant induire une erreur systématique car ce type de calcul repose sur les précédentes itérations de mesure. Néanmoins, précisons que cette méthode peut malgré tout être très utile dans le cas de grandes dynamiques de mesure, comme par exemple pour la mesure de très grandes déformations lorsque la méthode corrélationnelle de l'appareil ne détecte pas le décalage de spectre du fait de grands allongements relatifs des jauges, qui mettent en défaut le processus de corrélation (Cf. § 2.3).

3.2.3 Essais comparatifs avec différents types de fibres optiques

Plusieurs essais comparatifs ont été effectués avec des types de fibres monomodes différents. Une série d'expériences a bien entendu également été réalisée avec de la fibre SMF-28, puisque c'est le type de fibre le plus utilisé, tant en télécoms que pour les capteurs répartis, tant pour des raisons de disponibilité et des standardisations des caractéristiques que de coût réduit.

3.2.3.1 Expérience de relaxation

La première série d'expérience a constitué à répéter les mesures de température à l'intérieur du four avec cette même fibre de test SMF-28, et dans les mêmes conditions, identiques à celles qui prévalaient lors des expériences précédentes avec la fibre gainée en cuivre, afin de comprendre si un possible phénomène de relaxation des matériaux constituant la fibre pouvait intervenir.
Trois séries de mesure de température ont été effectuées. Les données ont été acquises lors de la descente en température, post-échauffement. Le résultat de ces essais est présenté sur la figure 3.6.

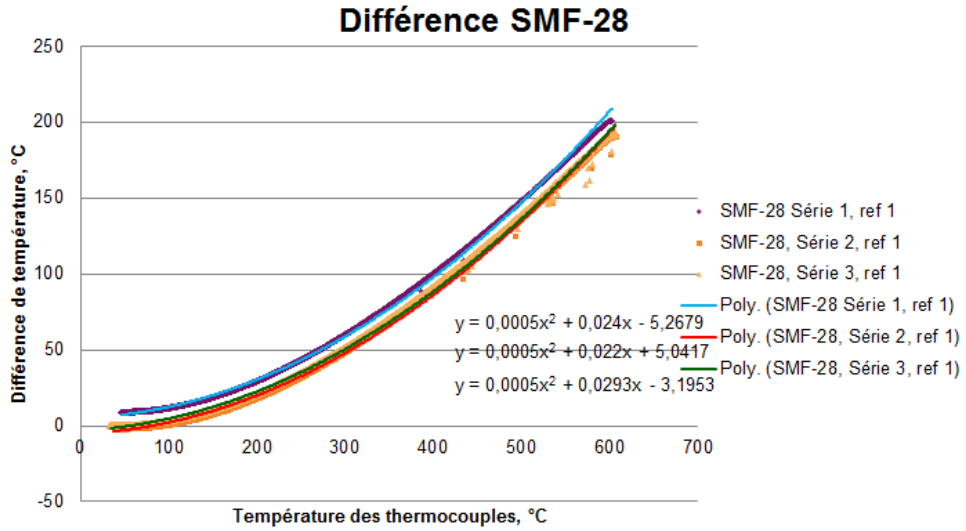


Figure 3.6 – Différence entre la température mesurée par les thermocouples et par l'OBR pour SMF-28

On observe que pour les trois séries de mesures le résultat est assez répétitif : la différence entre de la température mesurée par l'OBR et celle mesurée par les thermocouples présente la même tendance croissante, sous forme d'une loi polynomiale d'ordre deux (Cf. Fig. 3.6). Si une relaxation avait eu lieu, nous estimons que la matière constituant la fibre se serait un tant soit peu réorganisée, et le résultat consisterait en une la réponse différente pour les échauffements suivants [106 Mohanna]. Par conséquent, nous pouvons conclure soit qu'il ne s'agit pas là d'un phénomène de relaxation des matériaux après échauffement de la fibre, soit qu'elle est négligeable par rapport à l'autre « cause » de l'augmentation de la température observée.

3.2.3.2 Expérience de dilatation thermique

L'une des raisons qui pourrait expliquer la différence importante entre la température mesurée par l'OBR 4600 et la celle délivrée par les thermocouples pourrait être la dilatation thermique de la fibre liée aux contraintes thermomécaniques qu'elle subit, surtout lorsqu'elle est fixée (attachée) lors de l'essai. Malheureusement, la méthode corrélationnelle que l'appareil OBR utilise pour déterminer la température, n'est pas capable de distinguer le changement d'indice de fibre dû à l'évolution de la température (le coefficient thermo-optiques dn/dT n'est pas pris en compte dans l'algorithme de Luna), de celui dû aux contraintes évoquées en amont et conséquences de la dilatation thermique. Si les deux phénomènes (l'échauffement et la dilatation thermique) ont lieu simultanément la méthode corrélationnelle ne les distingue pas et les traite comme le seul et unique phénomène. De fait, le changement d'indice dû aux contraintes sera interprété par l'instrument comme un changement de température et sera ajouté au véritable échauffement de la fibre.
Une autre expérience a donc été réalisée afin d'étudier l'influence de la dilatation thermique de la fibre. L'échauffement du four, identique aux expériences précédentes, a été effectué avec une fibre SMF-28 fixée au bord du four, puis avec cette même fibre mais cette fois non

fixée, laissée libre. De nouveau, les données ont été acquises lors de la descente de température, post-échauffement. Le résultat est présenté sur la figure 3.7.

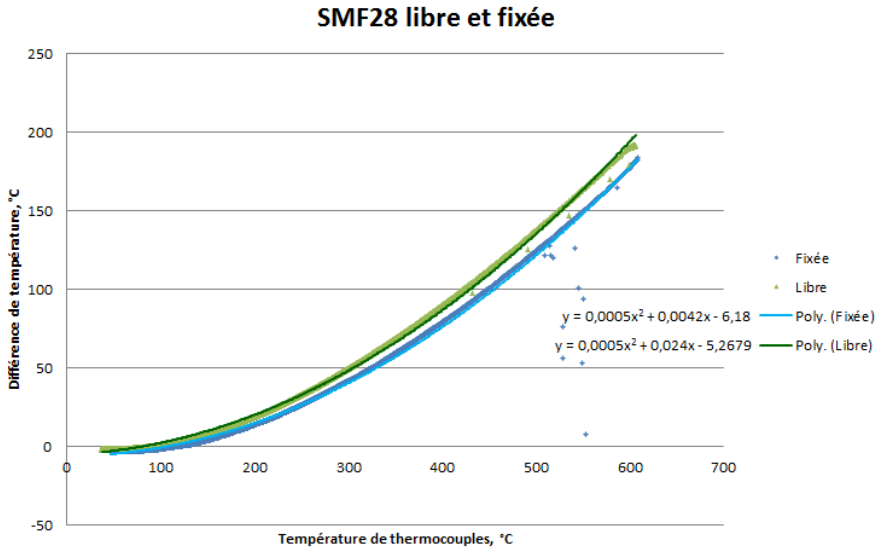


Figure 3.7 – Différence pour SMF-28 libre et fixée

On observe que les deux courbes (fibre tendue et fibre libre) présentent la même tendance sous forme d'une fonction polynomiale d'ordre deux, et peuvent être considérées comme relativement identiques. Ainsi, les contraintes dues à la dilatation thermique ne sont pas très importantes et peuvent être négligées par rapport à l'influence de l'échauffement lui-même.

3.2.3.3 Expérience de dispersion

L'une des raisons des importantes différences observées entre les mesures de température par l'OBR 4600 et les mesures de température fournies par les thermocouples pourrait aussi être lié au type même de fibre utilisée, puisque nous avons déjà observé que le gainage de fibre influe sur le résultat de mesure (Cf. § 3.1.1). Ainsi, une expérience, menée avec une fibre DCF (fibre à compensation de dispersion), dont la structure et les propriétés sont très différentes de celles de fibre SMF-28, a été effectuée. Les conditions d'échauffement sont demeurées identiques aux celles de l'expérience avec la fibre SMF-28. De nouveau, les données ont été enregistrées lors de la descente de température. Plusieurs séries d'échauffement ont été réalisées, afin de s'assurer que le phénomène de relaxation ne se produise pas non plus pour ce type de fibre. Le résultat est présenté sur la figure 3.8.

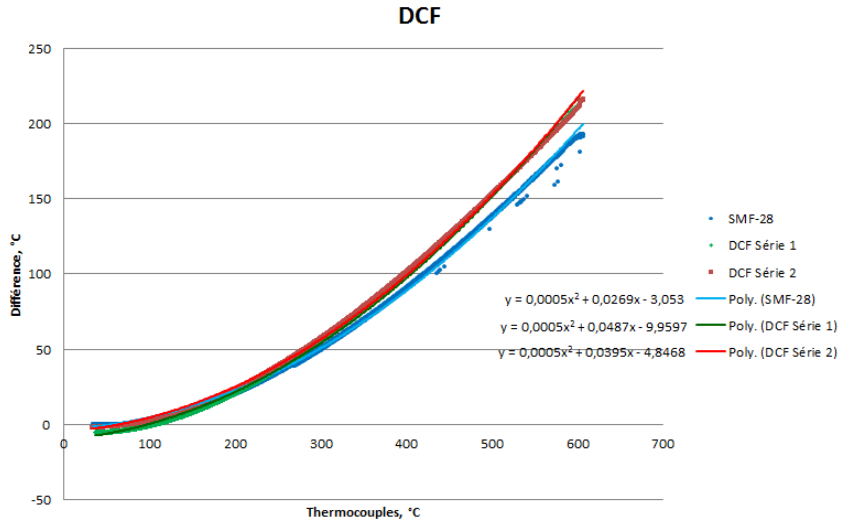


Figure 3.8 – Différence entre la température mesurée par les thermocouples et par l'OBR pour la fibre DCF (rouge et vert) et pour la fibre SMF-28 (bleu)

On observe que le résultat demeure relativement identique pour les deux séries d'expériences réalisées avec la fibre DCF. Nous en concluons que le phénomène de relaxation n'a pas lieu pour ce type de fibre. La différence de température présente la même tendance de forme polynomiale du second ordre pour la DCF et pour la SMF-28, bien que légèrement différent pour les très hautes températures. On peut conclure alors qu'il est possible de négliger la dispersion (D = + 17 ps/nm·km pour une fibre SMF-28 et D = – 80 ps/nm·km pour une fibre de type DCF) puisque cette différence n'affecte guère le résultat de mesures, du moins pour les distances « courtes » (la longueur utilisée était de seulement 30 m).

3.2.4 Conclusion

Selon l'analyse des résultats de plusieurs expériences effectuées, on observe que l'appareil OBR 4600 souffre d'une très importante erreur de mesure en hautes températures, qui présente la même tendance polynomiale d'ordre deux, et ce pour différents types de fibre (SMF-28, DCF, fibre gainée de cuivre), malgré les conditions expérimentales différentes au niveau du maintien de la fibre dans le four (libre ou fixée). Nous pouvons donc conclure que cet écart ne provient pas des fibres elles-mêmes mais très vraisemblablement du traitement de signal interne à l'appareil.

Rappelons que, l'algorithme de calcul interne de l'OBR considère que la dépendance entre le décalage spectral et la température est linéaire [104 Luna]. Or, n'oublions pas que l'effet thermo-optique influe inévitablement sur les mesures. Le coefficient thermo-optique qui établit le lien entre le décalage spectral et la température évolue lui-même avec la température, ce qui conduit à une tendance au carré entre la température et le décalage spectral [107 Magne, 108 Ternier].

Pour conforter cette dépendance, nous rappelons ci-dessous l'évolution du décalage spectral d'un réseau de Bragg avec la température (Cf. fig. 3.9). A ce niveau, il est en effet tout à fait valide de comparer l'évolution du décalage spectral de la rétrodiffusion de Rayleigh avec

celle de réseaux de Bragg fondés sur le même guide (la fibre monomode) réalisée dans le même matériau (la silice) [83 Froggatt].

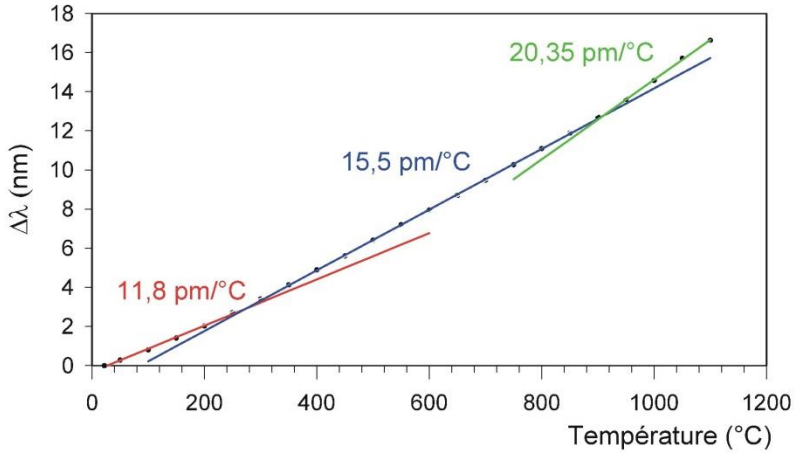


Figure 3.9 – Evolution de décalage spectral de réseau de Bragg avec la sensibilité linéarisée par morceaux [107 Magne *et al.*].

Ainsi on voit que la tendance carrée de la différence entre la température mesurée par l'appareil OBR et celle mesurée par thermocouples qu'on observe est très certainement due à l'effet thermo-optique. En effet, l'appareil OBR calcule la température selon la formule simplifiée suivante [104 Luna] :

$$T = \frac{\Delta\lambda}{K\lambda_0} \qquad (3.1),$$

où K est le coefficient de calibration ;
λ_0 est la longueur d'onde centrale de plage de balayage de laser.

En prenant en compte l'effet thermo-optique on obtient la relation suivante pour le décalage spectral [107 Magne] :

$$\Delta\lambda = \alpha T + \xi(T)T \sim aT^2 + bT \qquad (3.2),$$

où $\xi(T)$ est le coefficient thermo-optique ;
α est le coefficient de dilatation de silice.

D'où on le fait que la température mesurée demeure proportionnelle à la racine carrée de décalage spectral : $T \sim \sqrt{\Delta\lambda}$ tandis que l'appareil OBR considère que cette dépendance est linéaire (3.1). Ceci explique qu'il fournisse des valeurs de température plus élevées que la réalité.
Intéressons-nous maintenant à calculer, à titre d'exemple, la valeur délivrée par l'instrument Luna 4600 pour une température de seulement 300°C. Le décalage spectral d'après la courbe 3.9 pour cette température est de 3,54 nm. Le calcul de la température par Luna selon la formule (3.1) donne le résultat de 354°C. On observe que c'est exactement la température (la valeur de décalage de 54°C) qui correspond à celle mesurée par l'appareil.

3.3 Mesure des profils de déformations

L'appareil OBR a également été testé pour les mesures de déformations. Une série de masses soumises à la gravité, permettant d'induire une série des déformations « étalons » (respectivement de 2500, 4000, 5500, 6000, et 8000 µm/m) ont été suspendues en extrémité d'environ de fibre optique, elle-même analysée par l'OBR (Cf. Fig. 3.10).

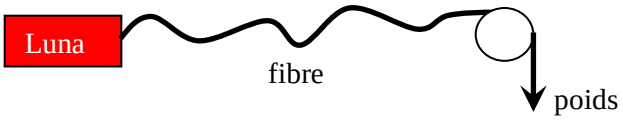


Figure 3.10 – Chemin de mesure de déformations d'une fibre soumise à des poids au bout de la fibre

La longueur totale de la fibre était de 3,39 m dont 1,5 m constituant la fibre de mesures soumise aux déformations. La fibre de mesure était fixée tout le long de son profil pour éliminer l'influence de possibles vibrations sur la mesure. Le résultat est présenté figure 3.11.

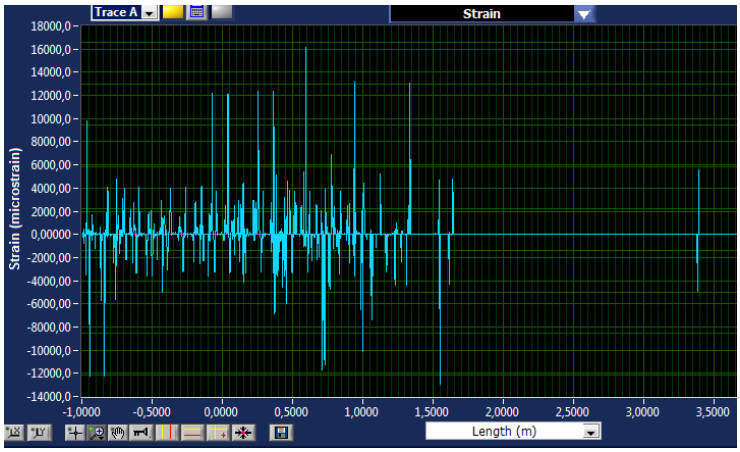


Figure 3.11 – Résultat de mesure de déformations d'une fibre soumise à des poids

On observe un pic correspondant à l'allongement au bout de la fibre à 3,4 m. Les autres pics observés pourraient être dus aux vibrations de la partie de fibre qui n'était pas fixée. Il faut en effet savoir que les vibrations subies par les diverses portions de fibres, même celles qui ne sont pas *stricto sensu* « de mesure », comme la fibre de déport de l'instrument, conduisent à des modifications même minimes de chemin optique et/ou de la biréfringence, et sont de fait très gênantes pour cette méthode OFDR, qui sommes toute, est plus ou moins de l'interférométrie.
La dépendance de décalage spectral de déformations est présentée sur la Figure 3.12.

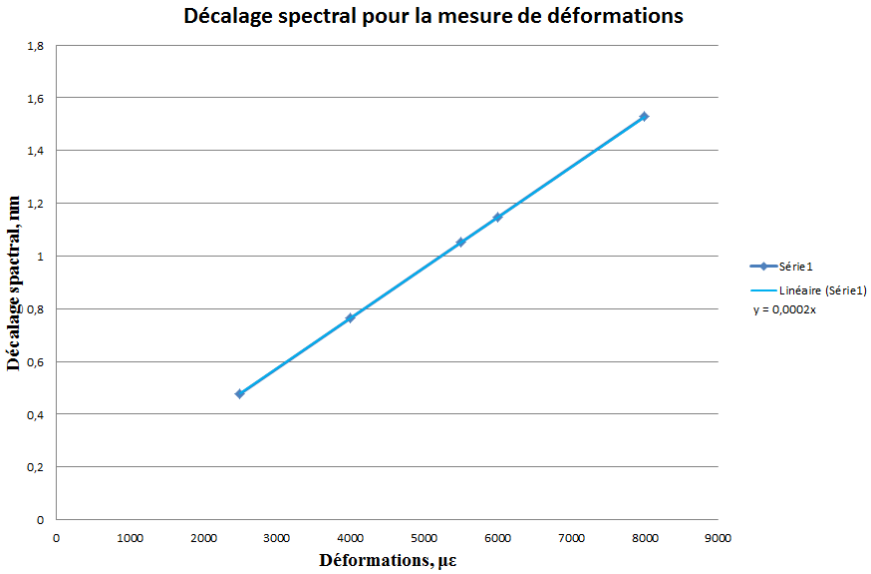


Figure 3.12 – Dépendance du décalage spectral *versus* le niveau des déformations subies par la fibre

On observe que cette tendance suit une loi linéaire comme cela est supposé par Luna Innovations.

Une autre expérience a été effectuée afin de vérifier si l'appareil OBR est capable de prendre en compte l'allongement physique réel de la fibre. En effet, rappelons que si celui-ci est 'trop élevé' le découpage en jauges sans correction de leur longueur pourrait rendre la corrélation inopérante comme nous l'avons montré plus en amont (Cf. § 2.3.1). Pour ce faire, la fibre a été déformée (allongée) de façon très importante et une mesure a été prise à l'aide de l'appareil OBR. Le résultat est présenté sur la figure 3.13 :



Figure 3.13 – Mesure de déformation de grande amplitude

On observe qu'il n'y a pas de pic d'allongement au niveau de 3,6 m (l'extrémité de la fibre a malencontreusement été cassée lors l'expérience précédente).

Ainsi, nous pouvons conclure que l'appareil OBR 4600 n'effectue pas de correction de longueur des jauges et qu'il existe une limite, une frontière, au-delà de laquelle il est impossible de mesurer voire même de détecter les déformations subies par la fibre. Ceci est d'autant plus critique, comme nous l'avons mis en exergue dans le paragraphe 2 que les « déformations » illustrent un évènement relatif à un état de référence initial. Clairement, un

tel calcul des jauges, trop imprécis, peut introduire une erreur systématique dans le calcul des déformations, et le rendre totalement inopérant.
Une expérience supplémentaire a été réalisée au sein de notre laboratoire dans le cadre de projet H2E (Horizon Hydrogène-Energie : http://www.horizonhydrogeneenergie.com/). Dans ce cadre de travail, une bouteille composite carbone de stockage d'hydrogène a été bobinée avec une fibre optique et mise en pression, provoquant ainsi des déformations de la structure hôte, et par conséquent de la fibre optique (Fig. 3.14).



Figure 3.14 – Expérience de projet H2E [110 Maurin]

Le but de ces mesures est la mise en évidence des défauts très locaux, aux niveaux de la structure interne de la bouteille (Cf. § 5.2) et qui, en l'occurrence, sont représentés par de grands pics de déformations locaux [110 Maurin]. Les mesures ont été effectuées à l'aide de l'appareil Luna OBR 4600, puis les déformations ont été calculées d'une part sans, et d'autre part avec, la correction des jauges. Il faut noter que l'appareil Luna OBR n'effectue pas la correction des jauges et que l'algorithme de cette dernière a été mise en œuvre par notre laboratoire sous une forme de post-traitement des données de l'appareil OBR. Les résultats de ces calculs sont présentés sur la Figure 3.15.

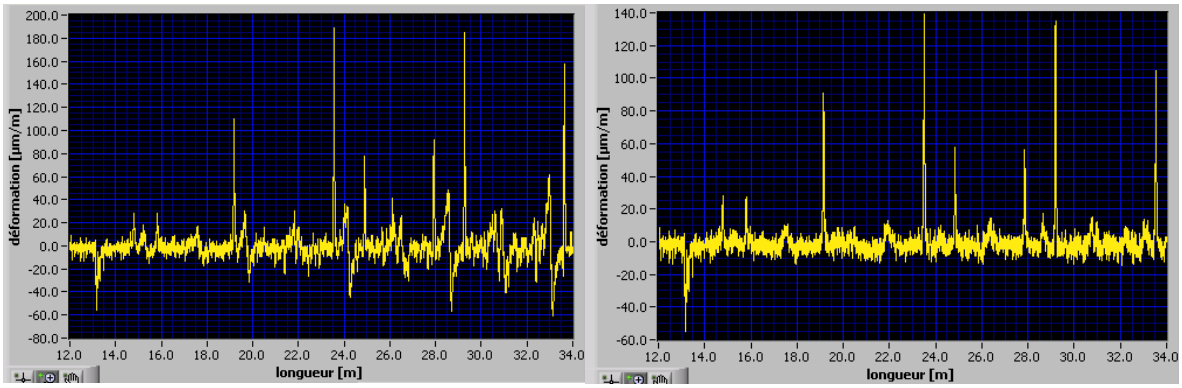


Figure 3.15 – Déformations mesurées par l'appareil Luna OBR avant (à gauche) et après (à droite) la correction des jauges [110 Maurin]

Nous observons que le calcul de déformations sans correction des jauges est bien plus bruité, et dans le cas de faibles déformations il y a le risque de ne pas les détecter ou de le confondre avec du bruit. En effet, le calcul avec la correction des jauges nous montre qu'il existe dans l'expérience deux faibles niveaux déformations ici situés aux abscisses 15 m et 16 m. Or, ces déformations sont totalement noyées dans le bruit en cas de calcul sans correction des jauges. Nous pouvons clairement conclure qu'il est indispensable de prendre en compte la correction des jauges pour les applications de mesures des déformations.

3.4 Conclusion de ce chapitre

Dans le chapitre 3 nous avons analysé les capacités de mesure de l'appareil Luna OBR 4600, tant en température qu'en déformations.

L'appareil Luna OBR est capable de mesurer la température avec une haute résolution spatiale mais uniquement dans la plage assez étroite (jusqu'à 150°C environ). Pour les plus hautes températures les données fournies par l'appareil Luna OBR sont trop erronées et ne peuvent pas être considérées comme fiables. Ceci est clairement lié à la non prise en compte par l'algorithme interne de traitement de signal de cet instrument de l'effet thermo-optique de la fibre.

Les mesures de température effectuées pour une fibre à compensation de dispersion ont montré que l'hypothèse simplificatrice d'absence de dispersion de l'indice du cœur de la fibre optique ne perturbe pas le résultat de mesure, et ce au moins pour les distances relativement courtes (jusqu'à quelques mètres, voire quelques dizaines de mètres).

Les mesures de température effectuées pour une fibre au gainage spécifique (cuivre) ont montré que ce type de fibre exotique requiert une procédure d'étalonnage avant emploi, afin de prendre en compte l'effet induit par leur gainage.

L'appareil Luna OBR 4600 est capable de mesurer les déformations avec une très haute résolution spatiale et très haute résolution en déformations. Pourtant pour de grandes déformations il est absolument nécessaire d'effectuer la correction des jauges afin d'améliorer le rapport signal/bruit et, dans le cas où les déformations recherchées sont importantes.

4 Réalisation du système de mesure réparti fondé sur la rétrodiffusion de Rayleigh et la réflectométrie fréquentielle (OFDR)

Un prototype de système de mesure repartie de type Rayleigh OFDR a été élaboré au laboratoire. Un banc expérimental ainsi que le programme de traitement des données ont de fait été réalisé.

4.1 Banc expérimental

Le banc expérimental tout-fibre a été développé suivant la description consignée au paragraphe 2.4.1 ; il est présenté figure 4.1 ci-dessous.

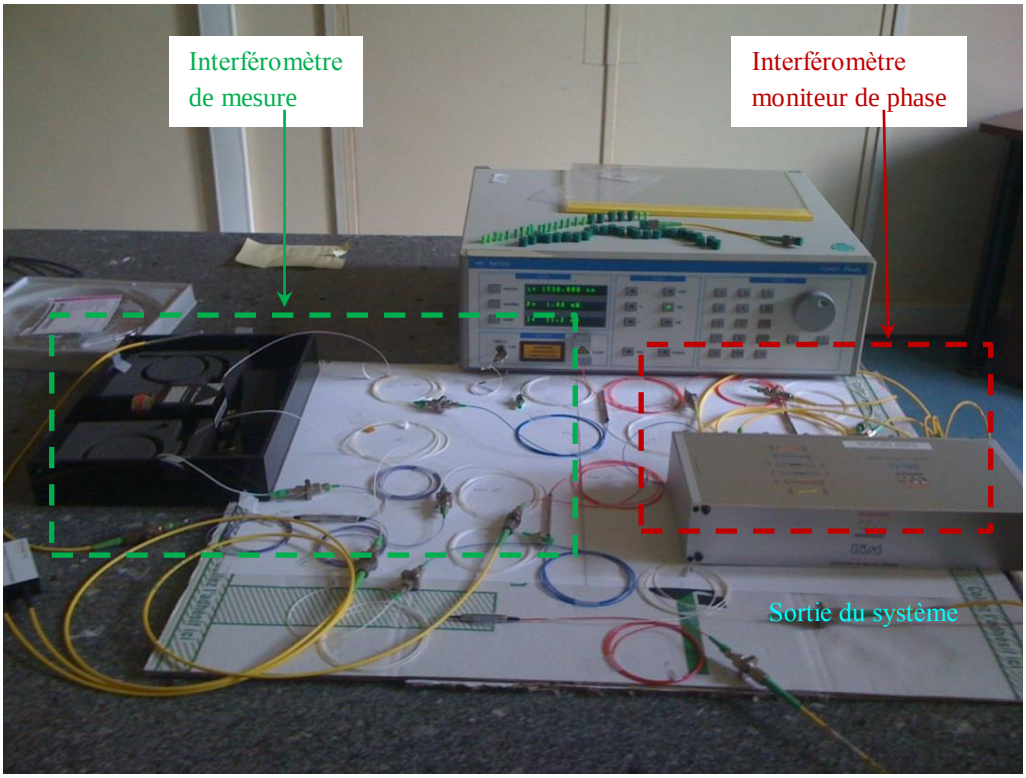


Figure 4.1 – Banc OFDR expérimental

Sur la figure 4.1, on distingue la présence de deux interféromètres tout-fibre. A savoir, le premier servant de « moniteur de la phase du laser » (pour la compenser son bruit de phase) et le second dédié à la mesure proprement dite, interféromètres dont les signaux de sortie sont acquis par plusieurs détecteurs avant d'être transmis à une carte d'acquisition.
Le laser utilisé dans ce montage est une source accordable TUNICS-T100S, dont la plage de balayage est de 130 nm et la puissance 8 mW. L'une de ces caractéristiques de cette source, parmi les plus importantes pour le bon fonctionnement de la méthode Rayleigh OFDR, est l'absence totale de sauts de modes lors des balayages fréquentiels. En effet, si ce n'était pas le cas, tout saut de mode (donc de fréquence), lors des balayages, introduirait une erreur

dans la détermination de distance parcourue dans la fibre, et donc au niveau de la localisation des points de mesure le long de l'abscisse curviligne de la fibre sous test. Ce laser est balayé linéairement en longueur d'onde, ainsi la procédure de linéarisation sera indispensable dans le traitement de signal.
Tous les composants fibrés de ce système ont été testés à l'aide du dispositif CT-400, à savoir un instrument permettant de visualiser le spectre en sortie d'un composant fibré. Grâce à ce moyen de test, il a été possible de déterminer précisément la plage de longueur d'onde sur laquelle la puissance à la sortie des composants est véritablement homogène. Cette homogénéité est en effet nécessaire au bon fonctionnement du système, surtout pour la méthode tensorielle (Cf. plus en aval) où la valeur mesurée de l'amplitude du signal est utilisée pour le calcul de la fluctuation de permittivité diélectrique (Cf. § 2.3.2).
Grâce aux tests ainsi réalisés, il a été établi que chacun des composants sélectionnés pour le montage présentait bel et bien un spectre plat en sortie, et ce sur l'intégralité de la bande C+L du laser Tunics (1500 nm – 1630 nm). Dès lors, ceci nous offre la possibilité d'envisager l'utilisation de la plage complète du balayage de laser, et ainsi d'améliorer la résolution de mesure du système OFDR.
L'appareil CT-400 inclue un interféromètre de type Fabry-Perot qui a pour rôle de contrôler le balayage fréquentiel. Dans le même temps, il envoie un signal de déclenchement (*trigger*) que l'on peut utiliser pour la synchronisation et l'échantillonnage lors de l'acquisition des signaux provenant des détecteurs en sortie du montage optique. Le signal *trigger* du laser, généré au début du chaque cycle de balayage, aurait également pu être utilisé comme source de synchronisation.
Un aspect important dans le réglage du banc expérimental est relatif à l'équilibre des niveaux de signaux entre les bras de référence et de mesure de l'interféromètre, afin d'obtenir un contraste maximal, et donc les données les plus pures possible. Pour ce faire, dans la mesure où le signal rétro-réfléchi par la fibre de test est très faible, par comparaison au signal de référence provenant directement du laser, on utilise le coupleur monomode 95/5 dont 95 % d'énergie est injectée dans la fibre sous test et le reste, 5 % de l'énergie émise par le laser, est injecté dans le bras de référence qui contient également un atténuateur variable permettant d'ajuster le niveau de ce signal à un niveau proche de celui de la rétrodiffusion de la fibre sous test. Les autres parties fibrées du banc ne nécessitent pas de réglage spécifique.

4.2 Mise en œuvre du traitement de signal

Le logiciel du traitement des signaux reçus a été réalisé sous environnement LabView. Les schémas détaillés de cet algorithme sont présentés dans l'Annexe B de ce manuscrit.
La partie du programme dédié à l'acquisition des signaux a bel et bien été conçue et réalisée, mais n'a malheureusement pas pu être testée, du fait de certains problèmes rencontrés avec le matériel (panne de laser ; importants délais de commande de certains composants).
Comme l'acquisition des données n'est pas la partie la plus importante (mais pourtant nécessaire) de la réalisation et de la mise en œuvre du système, afin de pouvoir continuer le travail la décision de se concentrer sur le problème clef de fonctionnement de système Rayleigh OFDR a été prise. Par conséquent, il a été décidé de tester la partie du traitement de signal à partir des données brutes d'appareil OBR, données qui chacune se présentent

sous forme d'une partie réelle et d'une partie imaginaire des signaux s et p. Ainsi, le traitement de signal débute à partir du pas 6 d'algorithme décrit au paragraphe 2.5.7.
Le but de ce test du programme de traitement du signal avec les données brutes de l'appareil OBR est d'obtenir à la sortie du processus le même résultat pour les mesures de température et de déformations que l'appareil OBR lui-même.
Le traitement des données peut être scindé en trois parties : *i)* l'obtention de la courbe caractéristique d'un réflectomètre fréquentiel OFDR, *ii)* le calcul de la température (voire des déformations) avec la méthode corrélationnelle, *iii)* le calcul de la température (ou des déformations) avec la méthode tensorielle.
Ce programme étant véritablement très complexe, il est extrêmement difficile de tester l'intégralité du traitement. Aussi, des tests séparés, utilisant des signaux artificiels spécifiquement créés ont été effectués, d'une part pour la partie du programme correspondant à la méthode corrélationnelle et d'autre part pour celle dédiée à la méthode tensorielle.

4.2.1 Signaux de test artificiels

Dans un premier temps, des signaux de test ont été créés de toute pièce afin de vérifier la partie du traitement correspondant à la méthode corrélationnelle puisque c'est celle qu'utilise l'appareil OBR 4600 dont nous disposons. Ces signaux, représentés sur la figure 4.2, résultent du mélange d'un signal harmonique de forme sinusoïdale, d'un signal de type « dents de scie » et d'un signal carré, tous de fréquences et phases différentes. Par ailleurs, une partie du signal « mesure » a été décalée par rapport au signal de « référence » de manière à simuler le décalage spectral dû à l'effet d'une grandeur physique (déformations ou température) agissant localement sur la fibre.

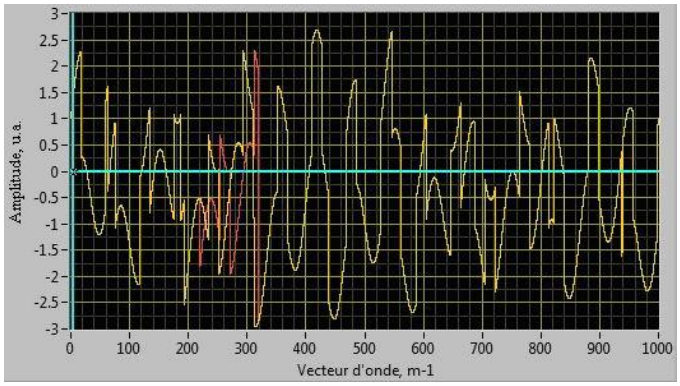


Figure 4.2 – Signaux de test

Grâce à cette forme des signaux on sait qu'à la sortie du programme de traitement on devrait observer un plateau correspondant au décalage spectral introduit.

4.2.2 Test de la méthode corrélationnelle

4.2.2.1 Détermination du décalage spectral dans l'espace réciproque

Les signaux de test ont été construits pour une vérification aisée de la partie du code de traitement de signal correspondant à la méthode corrélationnelle (Cf. § 2.5.7, les pas 12 à 17 de l'algorithme de traitement). En effet, grâce à cette forme des signaux le maximum de corrélation sera situé au centre de chaque « jauge »[1] sauf la troisième $[200 \div 300\ m^{-1}]$ et la quatrième $[300 \div 400\ m^{-1}]$. Le décalage spectral, qui lui-même est défini par la position du maximum de corrélation par rapport au centre de la jauge considérée, sera donc nul pour toutes les jauges sauf la troisième, tout en restant négligeable pour la quatrième. Le résultat de la procédure de détermination du décalage spectral (Cf. § 2.5.6) présenté sur la figure 4.3 est tout à fait conforme avec ce qui a été prévu : on observe un pic de décalage spectral pour la troisième et la quatrième jauge.

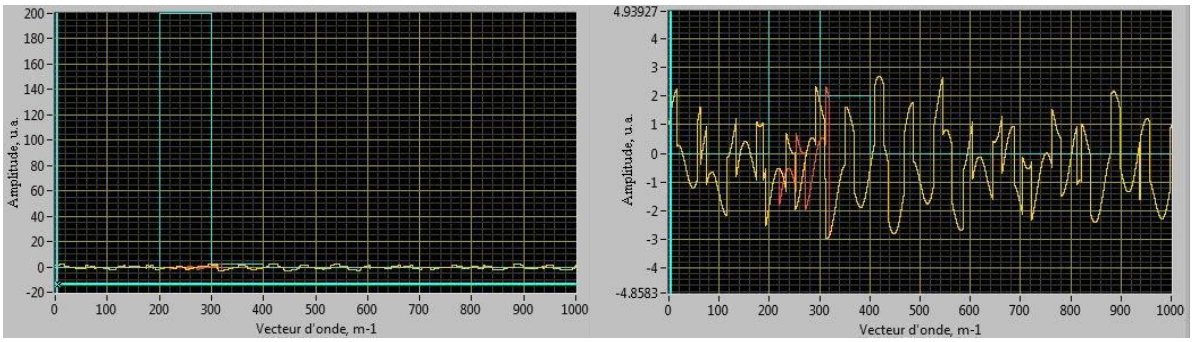


Figure 4.3 – Résultat de la procédure de détermination de décalage spectral : pic de décalage spectral entier (à gauche) et zoomé (à droite)

4.2.2.2 Signaux de test dans l'espace réel

Les signaux de test sont créés dans l'espace réciproque, puisque c'est dans cet espace-là qu'il est possible de déterminer les décalages spectraux. Puisque nous venons de vérifier que la procédure de corrélation (allant des pas 13 à 16 de l'algorithme du traitement) fonctionne, nous allons pouvoir retrouver la forme « initiale » des signaux, c'est-à-dire, celle des signaux à l'entrée du programme de traitement de signal, et pouvoir ensuite d'effectuer le cycle complet de traitement.

Pour cela revenons au début en effectuant la procédure de traitement de signal à l'envers : Nous effectuons une première transformée de Fourier afin de passer dans le domaine des distances, et puis deux autres transformées de Fourier inverses afin cette fois de passer d'abord dans le domaine des fréquences (de battement) et puis dans le celui du temps d'acquisition. Nous retrouvons ainsi la forme initiale des signaux présents à l'entrée du processus de traitement.

Il est maintenant envisageable de tester la procédure du traitement complète : allant des pas 7 à 17 (Cf. § 2.5.7). Pour cela on prend tout d'abord une transformée de Fourier pour passer

[1] Une jauge est un petit tronçon de fibre, en quelque sort un « point de mesure » (Cf. § 2.3.1).

dans le domaine des fréquences de battement et puis une autre pour passer dans celui des distances. Les signaux dans le domaine spatial sont présentés figures 4.4 et 4.5.

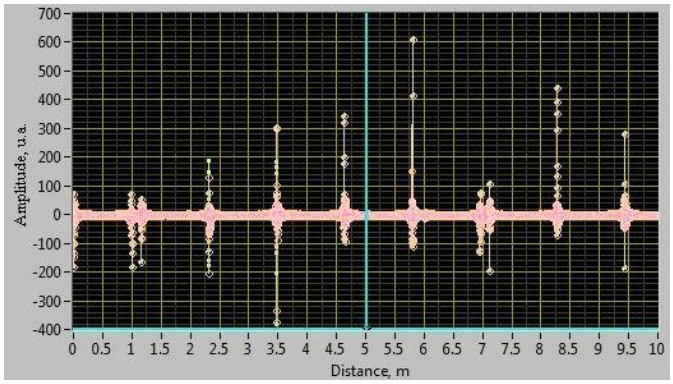


Figure 4.4 – Signaux de test dans le domaine des distances (domaine spatial, ou espace réel)

Figure 44, nous observons que les signaux n'ont pas la forme de la trace caractéristique d'un signal d'OFDR (Cf. § 1). L'origine de cela provient du fait que les signaux de test ont été conçus pour faciliter la vérification de la procédure de corrélation, soit déterminer le décalage spectral, et non pour retrouver la forme réelle des signaux à l'entrée du système. Une telle forme de signal très due probablement au caractère simplifié des signaux dont le spectre ne contient que des harmoniques connues.
Néanmoins, il est possible d'observer que les signaux de référence et de mesure sont identiques pour toutes les jauges, sauf pour celle correspondant au décalage spectral non nul, à savoir la jauge où l'effet physique est censé induire un effet sur l'indice de réfraction de la fibre, et donc sur la rétrodiffusion de Rayleigh (Fig. 4.5).

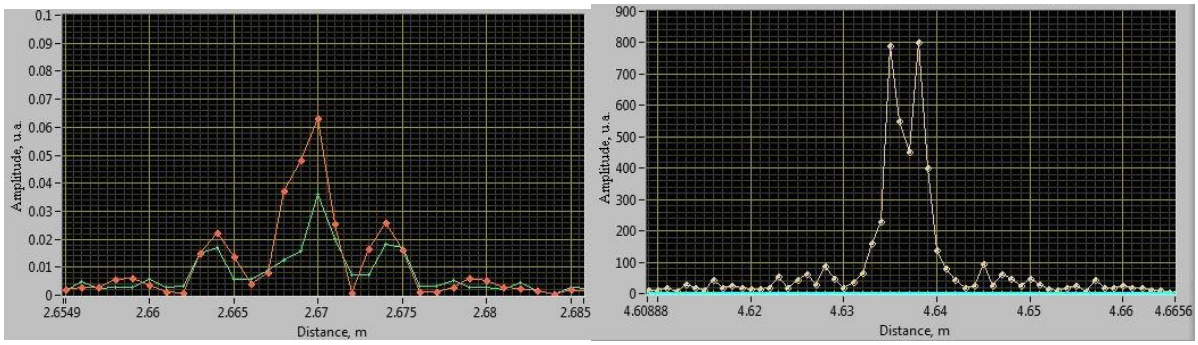


Figure 4.5 – Zoom des signaux de test dans l'espace réel : la jauge à l'origine d'un décalage spectral (à gauche) et une autre fournissant un décalage spectral nul (à droite)

4.2.2.3 Détermination de décalage spectral à partir des signaux de test dans l'espace réel

Afin d'effectuer l'étape suivante de la procédure de traitement de signal il convient de découper la fibre optique sous forme de jauges successives. Le découpage de la fibre en jauges dans l'espace réel crée en fait des filtres dans l'espace réciproque. Ce découpage dans

l'espace réel correspond à un filtre rectangulaire $\mathrm{rect}\left(\frac{z}{l}\right)$ où l est la longueur de chaque jauge. On sait par expérience qu'un tel filtrage va induire une perturbation d'amplitude des signaux dans l'espace réciproque et, tout comme dans cet espace-ci il correspond à la multiplication avec un sinus cardinal : $l \cdot \mathrm{sinc}(l\beta)$.
Or, nous avons observé qu'il est grandement préférable de conserver la forme du signal non-perturbée dans l'espace des vecteurs d'onde pour que la corrélation fournisse un résultat fiable. Aussi, va-t-on multiplier chaque jauge par un sinus cardinal $S \cdot \mathrm{sinc}_{real}(z)$, dont la largeur du lobe principale correspond à l'étendue spatiale de ces jauges (Fig. 4.6).

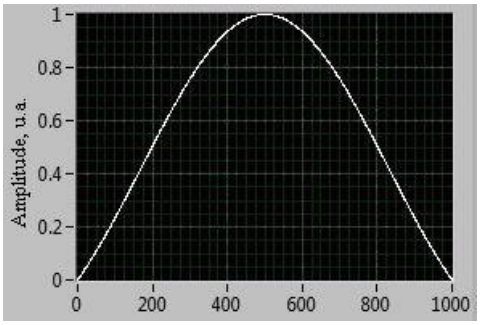


Figure 4.6 – « Filtre » de type sinus cardinal dans l'espace réel dont la largeur du lobe correspond à la largeur de chaque jauge (ici en points)

De fait, dans l'espace réciproque, nous obtenons l'effet de filtrage avec un filtre de forme rectangulaire : $\tilde{S} * \mathrm{rect}\left(\frac{\beta}{b}\right)$, b étant la « longueur » de jauge dans l'espace réciproque (Fig. 4.7).

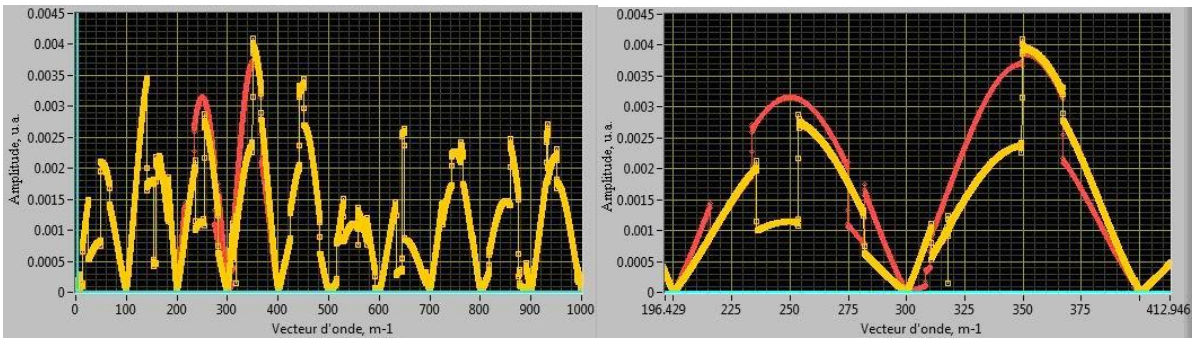


Figure 4.7 – Signaux de test avant la procédure de corrélation obtenus avec le traitement de signal complet : vue totale (à gauche), zone de décalage spectral non-nul élargie (à droite)

Nous observons que les signaux reçus sont identiques partout sauf pour les jauges 3 et 4, où le décalage spectral a été simulé. Pour la quatrième jauge le signal de mesure et le signal de référence ont un bon niveau de ressemblance, ce qui devraient donner un petit décalage spectral, tandis que pour la troisième jauge le niveau la ressemblance est moindre et l'on peut de fait attendre un plus grand décalage spectral lorsque la procédure de corrélation sera effectuée. Le résultat de la procédure de détermination du décalage spectral est présenté sur

la Figure 4.8. Le niveau du décalage spectral était trop grand par rapport au niveau de signaux de test, il a été réduit 1000 fois afin faciliter l'observation des signaux de test.

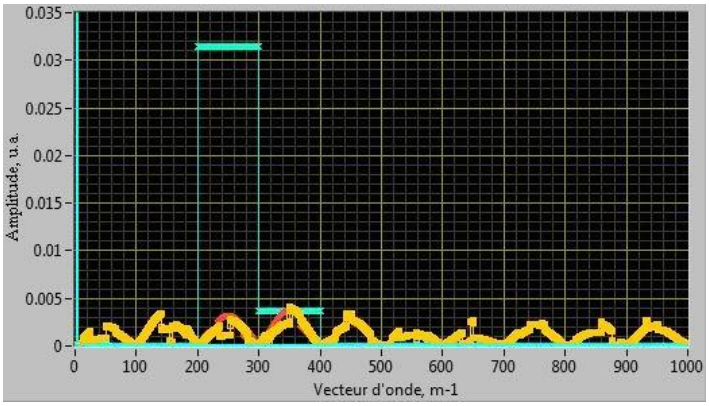


Figure 4.8 – Décalage spectral dans l'espace réciproque après la procédure complète de traitement de signal

On s'aperçoit aisément que la procédure de détermination du décalage spectral fournit un résultat conforme à ce qui était prévu. Le décalage spectral est non-nul pour la troisième et la quatrième jauge, et nul pour toutes les autres. C'est tout à fait l'image observée et, de plus, simulée pour les signaux de test utilisés (Cf. § 4.2.2.1). Par contre, on observe aussi que l'amplitude du décalage spectral est différente de la valeur de 200 (points) que l'on attendait. Cela pourrait être lié au fait que les signaux de test ont été simulés dans l'espace réciproque et par ailleurs à la nature relativement simple des signaux. Néanmoins, du point de vue qualitatif, nous pouvons conclure que la procédure de détermination du décalage spectral fournit un résultat satisfaisant.
Dans la suite, nous allons montrer que pour les signaux simulés dans l'espace réel la valeur du décalage spectral calculé est conforme avec celle introduite dans la simulation (Cf. § 4.2.2.6).

4.2.2.4 Transfert du résultat dans l'espace réel

Du point de vue de l'utilisateur d'un tel instrument de mesure, le résultat obtenu ci-dessus n'est cependant pas le résultat final au sens strict puisqu'il se trouve encore dans l'espace réciproque, et qu'il n'est pas immédiat, à ce niveau-ci, de définir sa position réelle le long de la fibre. Par conséquent, il nous faut le transférer dans l'espace réel, jauge par jauge, en effectuant de nouveau une transformée de Fourier.
Nous retrouvons ainsi un problème similaire à celui du découpage en jauge des signaux dans l'espace réel : il est absolument nécessaire qu'après la transformée de Fourier l'allure du profil du décalage ainsi que la taille initiale des jauges soient conservés. Aussi, afin de ne pas perturber le signal à la sortie de la transformée de Fourier, nous allons multiplier chaque jauge par un sinus cardinal $\tilde{\delta} \cdot \mathrm{sinc}_{inv}(\beta)$, dont la largeur du lobe permet de reconstituer la taille initiale des jauges dans l'espace réel (Fig. 4.9).

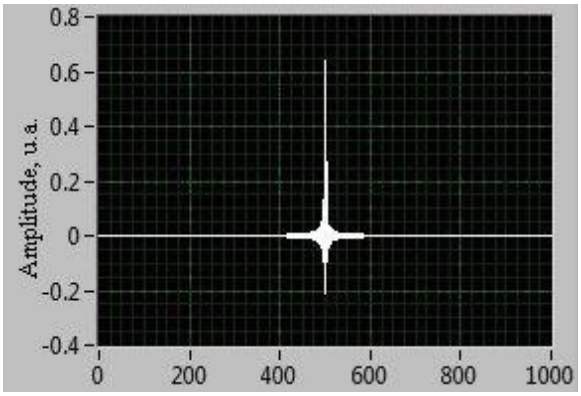


Figure 4.9 – « Filtre » de type sinus cardinal dans l'espace réciproque dont la largeur du lobe permet de reconstituer la taille initiale des jauges (ici graduées en « points »)

Le résultat final du transfert du décalage spectral dans l'espace réel, soit le profil d'une grandeur physique (température et/ou déformations) s'appliquant à la fibre et que l'on cherche à déterminer, est présenté sur la Figure 4.10.

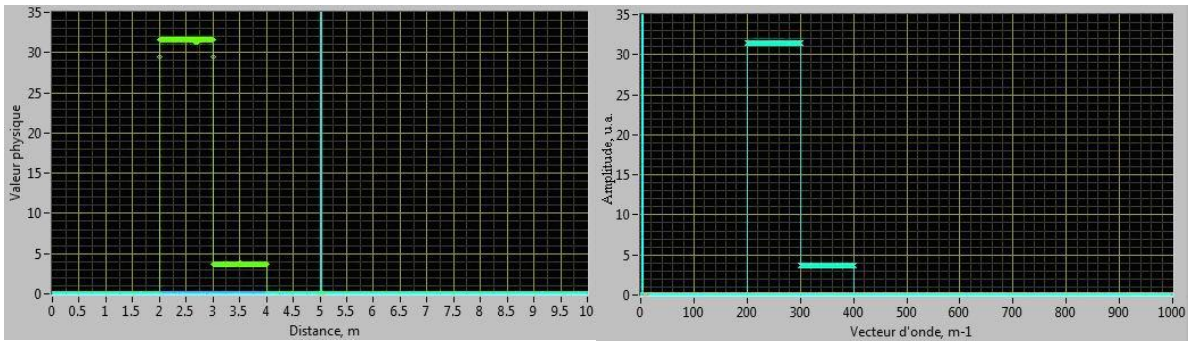


Figure 4.10 – Profil d'une valeur physique à mesurer dans l'espace réel (à gauche) et dans l'espace réciproque (à droite)

On observe que pendant le transfert vers l'espace réel le profil du décalage spectral et donc celui de la valeur physique à mesurer a été conservé.

4.2.2.5 Simulation des signaux de mesure bruités

Il est possible que les résultats obtenus sont « propres » en partie du fait de la forme des signaux choisis, puisque ce sont des signaux dont la transformée de Fourier est facile à calculer. Par conséquent, nous allons maintenant déterminer quel résultat donnera la procédure de traitement des données pour les signaux qui sont plus proches de ce que peuvent être des signaux expérimentaux de rétrodiffusion de Rayleigh qui ont la nature bruitée. Pour cela nous formons de nouveaux signaux de tests, composés d'un mélange des divers bruits (Cf. Fig. 4.11) et tout naturellement décalons comme précédemment une partie de signal « mesure » par rapport au signal « référence ». Une telle forme des signaux simulés est bien plus proche de la nature aléatoire de la rétrodiffusion de Rayleigh, phénomène qui bien souvent est considéré comme un bruit dans d'autres domaines, *e.g.* en

télécommunications. Pourtant on va considérer que ces signaux sont « propres », c'est-à-dire qu'il n'y a pas de bruit ajouté (bruit de détection, bruit de phase résiduel, etc.). La recherche sur la qualité de mesure en présence du bruit est un problème à étudier lorsque la procédure de traitement sera entièrement vérifiée.

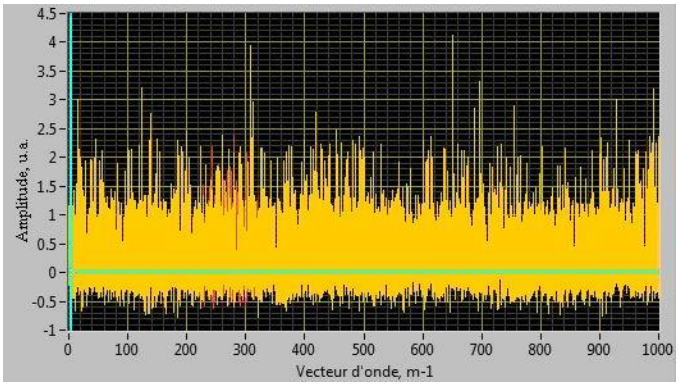


Figure 4.11 – Signaux de nature bruitée simulant la rétrodiffusion de Rayleigh

En appliquant la même procédure de traitement que pour les signaux tests précédents nous obtenons tout d'abord ces signaux de test à l'entrée du système de mesure. Ensuite, grâce à une TF nous passons dans le domaine des vecteurs d'onde, avant d'effectuer la corrélation (Fig. 4.12) :

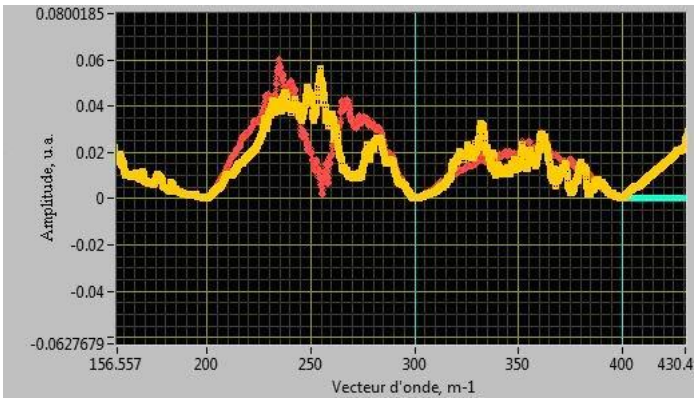


Figure 4.12 – Signaux de bruit avant la procédure de corrélation obtenus avec le traitement de signal complet (zoom)

On peut prévoir que le décalage spectral sera plus grand pour la jauge située sur l'intervalle $[200 \div 300\, m^{-1}]$ et moins grand pour celle placée sur l'intervalle $[300 \div 400\, m^{-1}]$. Le résultat du décalage spectral dans l'espace réciproque et dans l'espace réel est quant à lui présenté figure 4.13.

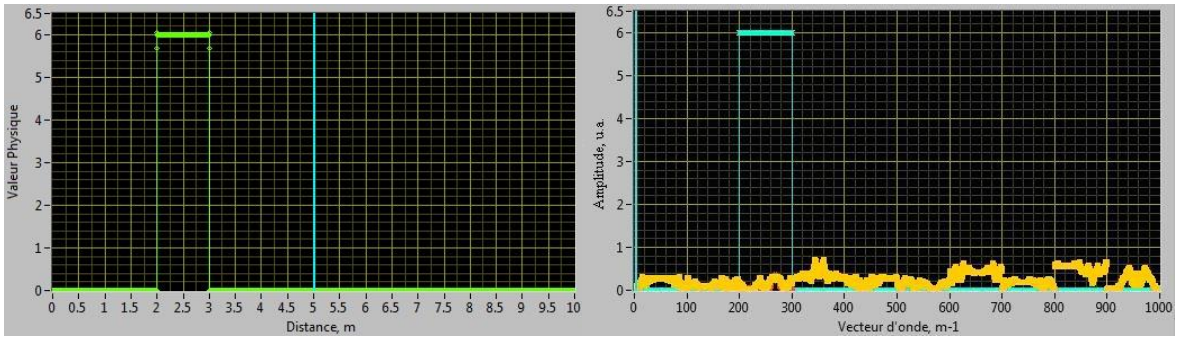


Figure 4.13 – Décalage spectral mesuré dans l'espace réel (à gauche) et dans l'espace réciproque (à droite)

Ainsi, nous retrouvons bien la forme recherchée : un signal carré représentant le segment de fibre affecté par le phénomène physique recherché. Nous concluons de cette étape que la procédure de traitement de signal élaborée pour la méthode corrélationnelle n'est pas affectée par la forme des signaux à l'entrée du système et est donc relativement « universelle ».

4.2.2.6 Simulation des signaux de mesure dans l'espace réel

La nature des signaux simulés décrits ci-dessus n'a cependant pas encore de sens physique dans la mesure où ils ont été créés dans l'espace réciproque, de telle façon que l'on puisse effectuer les tests sur l'algorithme de traitement du signal pour la méthode corrélationnelle, et ce avec une bonne visibilité du résultat attendu.
Désormais, nous allons simuler les signaux de test qui donneraient un décalage spectral dans l'espace réciproque : $\tilde{S}(\xi - \delta)$, où δ est le décalage spectral. Dans l'espace réel le signal de mesure correspondant prend alors la forme suivante : $S(z)e^{iz\delta}$. Ainsi, en ajustant la valeur du décalage par exemple égale à 200 points, on espère retrouver cette valeur après le traitement. Traitement qui bien entendu demeure celui décrit dans les paragraphes 2.4.2.2 et 2.4.2.3.
Les résultats du traitement pour les signaux constitués d'un sinus, d'une dent de scie et d'un carré (Cf. § 4.2.1) sont présentés sur les figures 4.14 et 4.15.

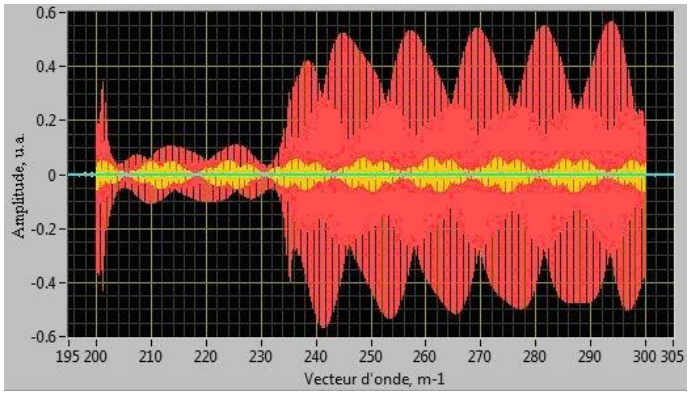


Figure 4.14 – Forme du signal de référence (rouge) et de signal de mesure (jaune) dans l'espace réciproque, après le traitement

Le décalage existant entre les formes communes des signaux de mesure et de référence est bien visible. On peut dès lors espérer que la procédure de corrélation délivrera le résultat escompté (Fig. 4.15).

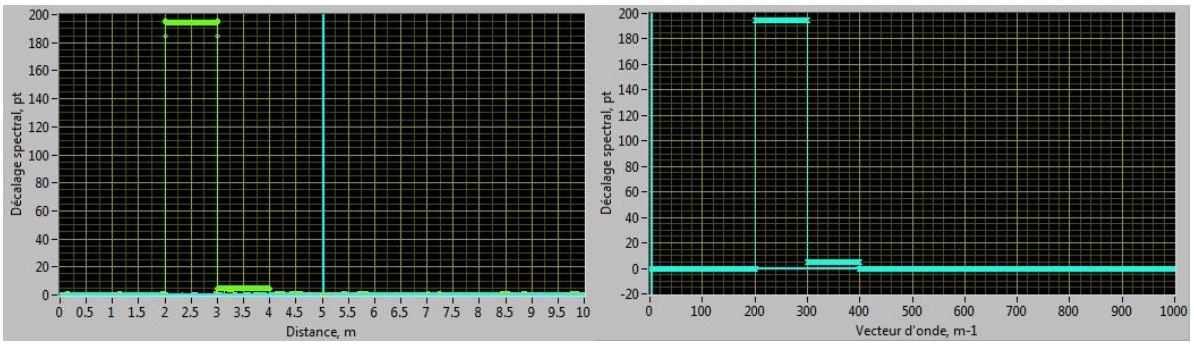


Figure 4.15 – Décalage spectral dans l'espace réel (à gauche) et réciproque (à droite) après la procédure de corrélation pour les signaux de test simulés dans l'espace réel

On observe que la valeur de 200 points de décalage spectral que nous avions imposée est atteinte avec un bon niveau de précision (2,5 %).

$$\delta\Delta\beta = \left|\frac{\Delta\beta_{mes}-\Delta\beta_{sim}}{\Delta\beta_{sim}}\right| = \left|\frac{195-200}{200}\right| = 2{,}5\ \% \qquad (4.1)$$

Ce résultat est également conforme avec celui obtenu pour les signaux simulés dans l'espace réciproque (au niveau qualitatif), ce qui permet de valider la fiabilité de la procédure de détermination du décalage spectral.
La même simulation a également été appliquée pour les signaux composés de bruit. Le résultat est présenté sur la Figure 4.16. Il est également conforme à nos attentes.

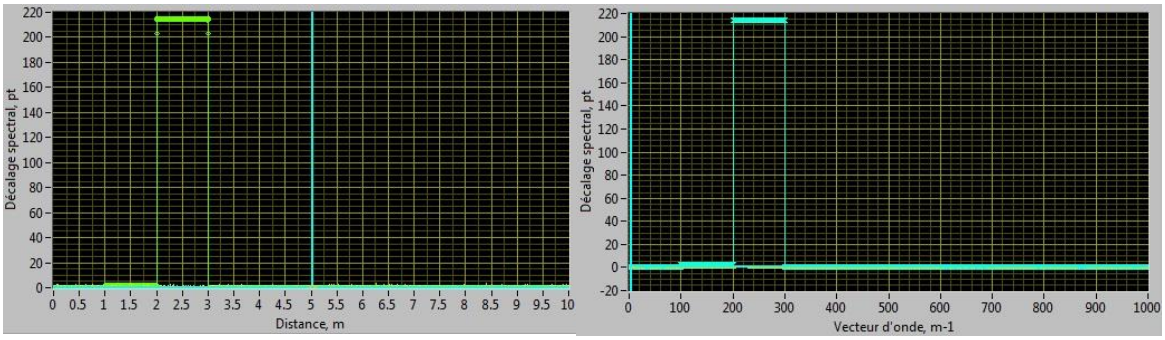


Figure 4.16 – Décalage spectral dans l'espace réel (à gauche) et réciproque (à droite) après la procédure de corrélation pour les signaux du bruit simulés dans l'espace réel

Nous observons que le décalage spectral (ici de 200 points) introduit par les signaux de test est également atteint avec la précision cette fois de 7,5 %.

$$\delta\Delta\beta = \left|\frac{\Delta\beta_{mes}-\Delta\beta_{sim}}{\Delta\beta_{sim}}\right| = \left|\frac{215-200}{200}\right| = 7{,}5\ \% \qquad (4.2)$$

En conclusion, la procédure de détermination du décalage spectral fondée sur la méthode corrélationnelle est fiable et pourrait vraisemblablement fournir des résultats tout à fait satisfaisants une fois appliquée à de véritables signaux de mesure.
Dans les paragraphes qui suivent, nous allons désormais aborder une autre manière de traiter les signaux, reposant cette fois sur une méthode tensorielle.

4.2.3 Test de méthode tensorielle

Pour tester la méthode tensorielle nous allons utiliser les mêmes signaux de test que précédemment, à savoir ceux utilisés pour valider la méthode corrélationnelle. Notons qu'il est seulement possible de vérifier le fonctionnement de cette partie du programme de traitement au niveau « qualitatif » mais pas quantitatif puisque les signaux de test n'ont pas de réel sens physique à ce stade.
Nous allons commencer le traitement à partir des signaux dans l'espace réel (Fig. 4.4, Cf. § 2.4.2.2). Conformément à la procédure de traitement de signal de la méthode tensorielle (Cf. § 2.5.5) nous passons dans le domaine réciproque afin de calculer la fluctuation de la permittivité diélectrique pour les signaux de mesure et de référence selon la relation (2.15). Il faut noter que la permittivité diélectrique calculée de cette façon nous mène directement dans l'espace réel, et tous les résultats sont donc situés dans cet espace. Après avoir déterminé la fluctuation de la permittivité diélectrique nous passons au calcul des déformations (la température aurait tout aussi bien pu être le paramètre recherché) selon l'équation (2.36). Le résultat est présenté sur la figure 4.17.

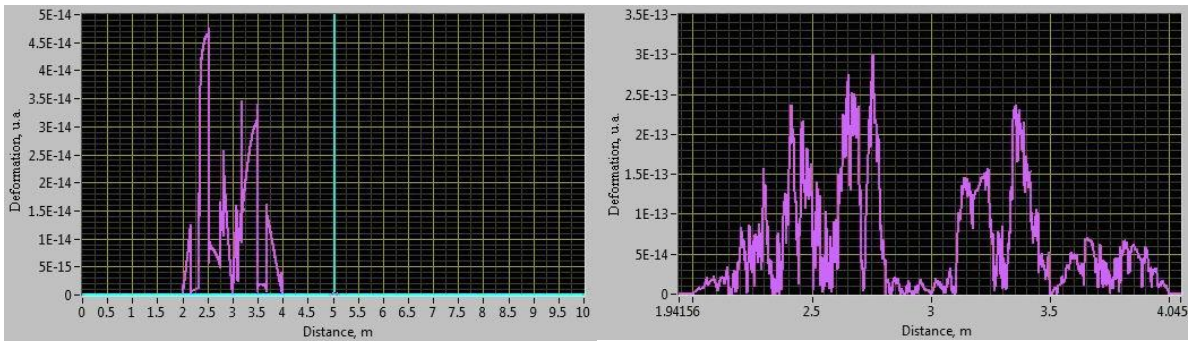


Figure 4.17 – Résultat de calcul de déformation pour les signaux de test (à gauche) et pour les signaux de bruits (à droite)

Nous observons qu'il existe une possibilité d'obtenir la valeur de la déformation subie par la fibre avec la méthode tensorielle. La valeur de déformations calculée est nulle pour toutes les jauges sauf la troisième et la quatrième (entre 2 et 4 mètres de distance dans l'espace réel), ce qui fut introduit par la forme des signaux simulés.
Il est cependant nécessaire de vérifier le fonctionnement de cette méthode pour les signaux réels avant de conclure qu'elle est réellement utilisable.

4.2.4 Test du traitement du signal avec les données brutes de l'appareil OBR

4.2.4.1 Rappel concernant la procédure de traitement des données

Le programme de traitement de signal utilisé pour les signaux de test a été appliqué pour les signaux de données brutes de l'appareil OBR 4600, mais avec les modifications nécessaires. Les diagrammes correspondants sont présentés dans l'Annexe B de ce mémoire.
Le traitement appliqué aux données brutes correspond aux pas 6 à 17 de la procédure de traitement, décrite dans le paragraphe 2.5.7. Le programme créé contient une procédure de lecture et d'extraction des données brute d'appareil OBR au lieu de procédure d'acquisition des données (pas 1 à 5 du traitement).
Le principe du traitement appliqué est tout à fait le même que celui appliqué en amont sur les signaux de test artificiels, tel que décrit ci-dessus (Cf. § 4.2.2). L'algorithme du traitement est en fait le suivant :

1. Dans un premier temps, on calcule le champ total à partir des données brutes qui sont présentées sous forme des parties réelles et imaginaires des signaux de polarisation s et p, tant pour le signal de référence que celui de mesure ;
2. Connaissant la portée de fibre interrogeable utilisée pendant les mesures (30 m ou 70 m avec l'OIBR) on découpe les données d'entrées en paquets correspondants à des tronçons de 1 m de long. Cela est nécessaire pour la compensation du bruit de phase et, en plus, sert à faciliter le traitement donc à diminuer la consommation des ressources et le temps de traitement ;
3. Les données brutes sont exprimées dans le domaine du temps d'acquisition. On passe donc dans le domaine des fréquences de battement par une transformée de Fourier avec le filtrage correspondant au passage de l'espace réel à l'espace réciproque (Cf. § 4.2.2.3) ;
4. On effectue de nouveau une transformée de Fourier pour passer dans le domaine du temps de vol, bien entendu *via* le filtrage correspondant au passage de l'espace réciproque à l'espace réel (Cf. § 4.2.2.4) ;
5. On effectue le changement d'abscisse afin de passer du temps de vol à la distance parcourue dans la fibre optique (l'indice moyen de la fibre est connu[2]). C'est à cette étape-ci qu'on doit obtenir la courbe caractéristique d'un réflectomètre OFDR (Cf. § 2.5.3). De manière optionnelle, il est également possible de sélectionner la zone de travail, c'est-à-dire, la portion de fibre sur laquelle le changement de grandeur physique à mesurer est appliqué ;

[2] Pour revenir dans l'espace de la fibre, l'indice de cette dernière doit bien évidement être connu. Au premier ordre, ou en présence de perturbations faibles (déformations et variations de température « limitées »), l'indice moyen du cœur de la fibre, ou mieux l'indice effectif, peut suffire. Cela étant, en présence de fortes déformations et ou de gradients thermiques importants, l'indice de la fibre évolue d'autant plus, et en conséquence de quoi le « métrage » du chemin optique devient de plus en plus erroné, puisque ces effets sur l'indice se cumulent au fur et à mesure que l'abscisse considéré s'accroît. Pour obtenir des mesures précises, sur la localisation physique des jauges (donc des points de mesure), il importe donc de corriger l'indice local de la fibre utilisé pour déterminer de proche en proche les bonnes valeurs de ces abscisses, et ce en utilisant le résultat des mesures des profils de déformations et/ou de température qui viennent juste d'être réalisées.

6. Enfin, on passe dans le domaine des vecteurs d'onde par une transformée de Fourier inverse avec le filtrage correspondant au passage de l'espace réel à l'espace réciproque (Cf. § 4.2.2.3). A partir de cette étape, il faut choisir soit la méthode corrélationnelle soit la méthode tensorielle. Pour les deux méthodes : la détermination du décalage spectral pour la méthode corrélationnelle, soit le calcul de tenseur de déformation pour la méthode tensorielle, sont effectués dans ce domaine-ci ;

Nous allons désormais nous concentrer sur la méthode corrélationnelle puisque c'est celle utilisée par l'appareil OBR 4600 dont nous disposons, et de fait nous espérons obtenir des résultats similaires à la fin de ce traitement.

7. On découpe la fibre en jauges qui fixent la résolution spatiale de notre système de mesure répartie. On détermine le décalage spectral (Cf. § 2.5.6) pour chaque jauge ;
8. Si un calibrage pour le paramètre physique à mesurer et pour le type de fibre utilisé a été effectué, alors on calcule la valeur correspondante du paramètre physique. Dans le cas contraire on suit la valeur du décalage spectral afin de déterminer les coefficients de calibrage. Un régime spécial de calibrage a été prévu dans le programme de traitement (Cf. Annexe B) ;
9. On transfère ensuite le résultat obtenu dans l'espace réel *via* une transformée de Fourier avec le filtrage correspondant au passage de l'espace réciproque à l'espace réel (Cf. § 4.2.2.4).

L'algorithme décrit ci-dessus correspond à une procédure minimale de traitement des données, qui permet théoriquement d'obtenir le résultat de mesure de manière similaire à celui de l'instrument OBR 4600. Il est également possible d'améliorer ce traitement en effectuant, par exemple, la correction d'indice. Comme cela était indiqué dans le paragraphe 2.5.4, et rappelé dans la note de bas de page précédente, la fluctuation d'indice de fibre optique peut être calculée et donc la distance parcourue dans la fibre corrigée en fonction de l'indice calculé. Il faut noter que cela demande un ré-échantillonnage puisqu'alors les points de mesure adjacents ne seront plus équidistants. Une procédure d'interpolation est donc nécessaire afin de fixer un nouveau pas d'échantillonnage homogène le long de la fibre.

4.2.4.2 Résultats pour la courbe caractéristique d'OFDR

Comme une base de test du programme de traitement des données brutes d'appareil OBR 4600 de Luna, les données d'expérience de mesure de température pour une fibre SMF-28 décrite dans le paragraphe 3, ont été prises.
Au cours du traitement des données brutes de l'appareil OBR Luna, on peut obtenir la trace caractéristique d'un OFDR, à savoir une courbe qui représente l'amplitude du champ total (exprimé en dB) en fonction de la distance parcourue dans la fibre. La courbe caractéristique de l'appareil OBR 4600, et le résultat de traitement élaboré et décrit ci-dessus, sont présentés sur les figures 4.18 et 4.19.

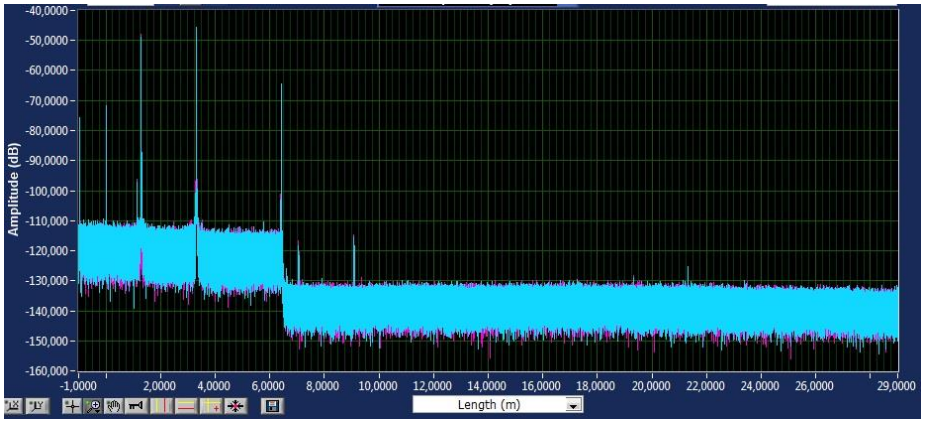


Figure 4.18 – Trace réflectométrique caractéristique d'un OFDR ; Appareil OBR Luna 4600

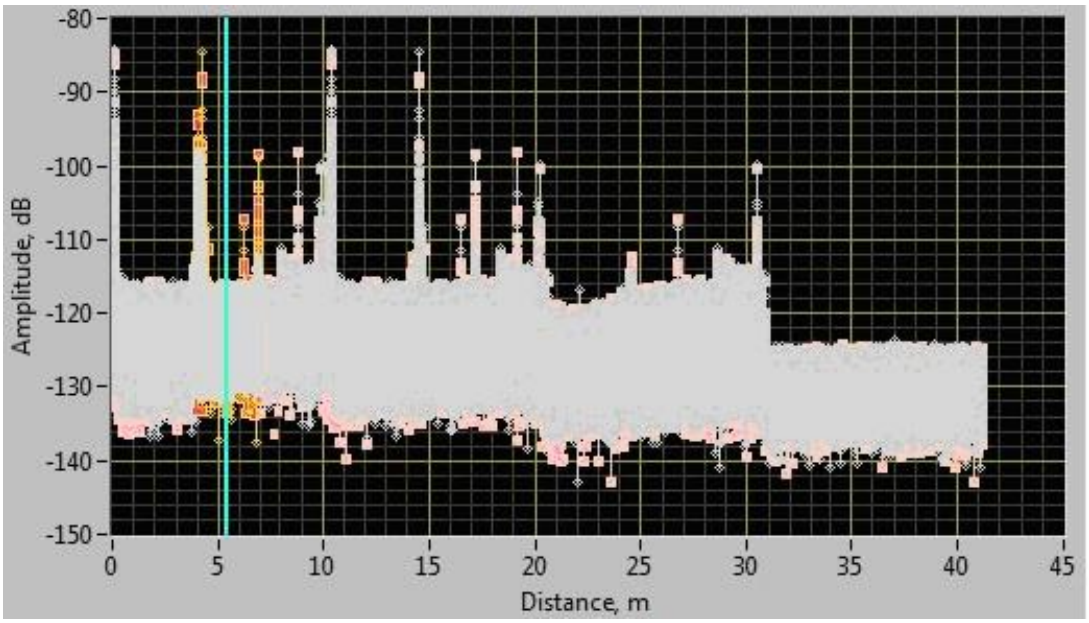


Figure 4.19 – Résultat du traitement des données brutes obtenues à l'aide d'un appareil OBR Luna 4600

On observe que la courbe obtenue grâce à notre procédure de traitement des données brutes présente le même niveau de signal que la trace délivrée par l'appareil OBR. Quant à la distance parcourue dans la fibre, elle semble être plus grande dans le cas du traitement avec le programme élaboré. Cela peut apparaitre comme tout à fait normal puisque l'appareil OBR Luna contient une certaine longueur de fibre amorce à l'intérieur de l'instrument, c'est-à-dire en amont de la sortie de fibre située en face avant du système de mesure. Précisons que cette longueur de fibre amorce est bien entendu prise en compte par Luna dans son algorithme de traitement, mais ce segment de fibre « cachée » n'est jamais affiché sur la courbe caractéristique délivrée à l'utilisateur de l'instrument. Cette fibre est très probablement nécessaire pour la procédure d'alignement de l'appareil [4.1 Luna].

Malgré cela les allures de la courbe de l'appareil OBR et de la courbe obtenue selon le traitement développé ne sont pas totalement identiques. On observe des allures répétitives dans le signal reçu, après le traitement, ce qui peut faire penser à un phénomène de repliement de spectre. Il y a deux raisons possibles de perturbation du spectre obtenu. Premièrement, le système est fondé sur la méthode de compensation de bruit de phase pour laquelle il est nécessaire de connaître le délai introduit dans l'interféromètre moniteur de phase car ce délai est pris en compte dans l'algorithme de traitement de signal. Nous avons pris cette valeur comme 1 m (Cf. § 4.2.4.1), or la valeur du délai introduit dans l'appareil Luna OBR est non précisée et reste totalement inaccessible à l'utilisateur. Deuxièmement, il est en effet possible que la forme de signal due à une application de FFT ou de la procédure de FFT ne soit pas parfaitement adaptée. Il est sans doute souhaitable d'insérer un filtre anti-repliement permettant de retrouver la bonne forme des signaux du réflectomètre. Malheureusement, aucun des filtres de fenêtrage standard, disponibles dans les bibliothèques LabView que nous utilisons n'a donné de résultat vraiment convenable. La problématique de la recherche d'un filtre approprié reste donc pendante.

4.2.4.3 Résultats obtenus avec la méthode corrélationnelle

Malgré le fait que la courbe caractéristique d'un OFDR ne corresponde pas tout à fait à nos espérances, nous allons essayer de tester la partie du programme relative à la méthode corrélationnelle, surtout parce que cette partie a montré de bons résultats pour les signaux simulés.
Les signaux des données brutes de l'appareil OBR Luna, après le passage dans le domaine réciproque (6ème pas de la procédure du traitement décrite dans le paragraphe 4.2.4.1), sont présentés sur la figure 4.20. C'est dans ce domaine-ci que l'on détermine le décalage spectral.

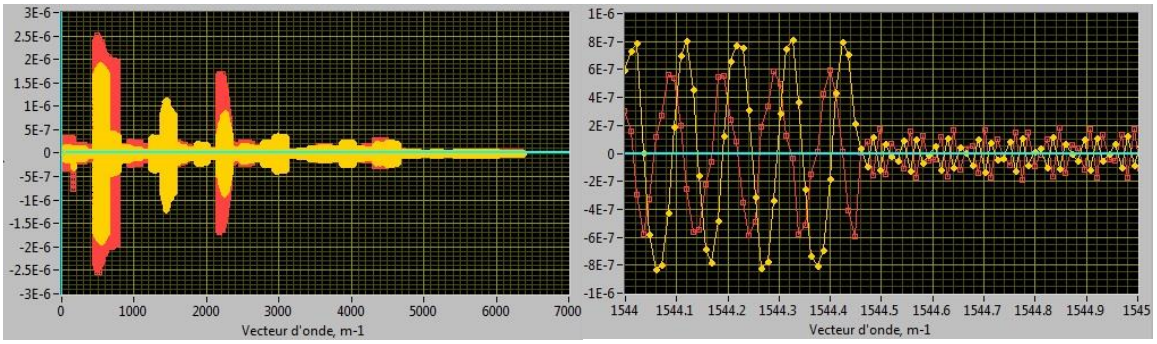


Figure 4.20 – Signaux des données brutes d'appareil OBR Luna après le passage dans le domaine de vecteur d'onde : l'allure générale (à gauche) et zoom (à droite)

On observe sur la vue générale des signaux traités qu'il a y certaines parties des signaux qui semblent être identiques et des parties qui sont un peu différentes. Cela donne l'espoir que l'on puisse identifier un décalage spectral entre le signal de référence (rouge) et le signal de mesure (jaune). En effet, en regardant le signal de plus près, on trouve dans certaines zones un décalage correspondant (Fig. 4.20, 4.21).

Nous allons déterminer les frontières extérieures d'une telle zone de décalage spectral, et calculer sa position centrale ainsi que sa taille dans l'espace réel. Sur la Figure 4.21 on observe clairement le début et la fin d'une zone de ce décalage spectral :

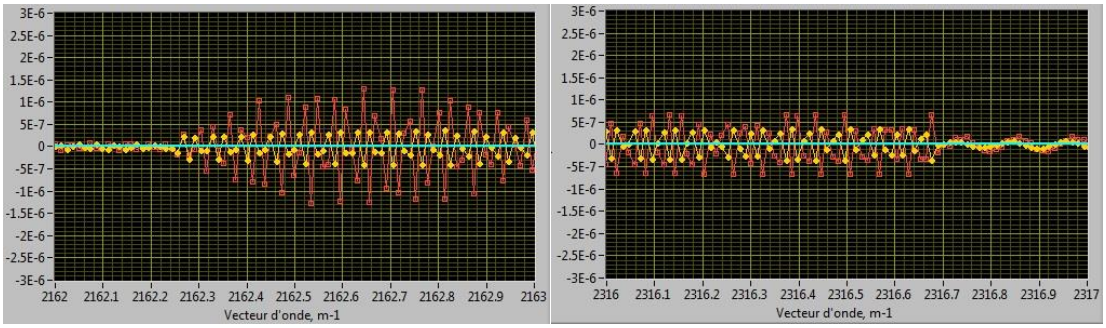


Figure 4.21 – Début (à gauche) et fin (à droite) d'une zone de décalage spectral

On observe ici une zone de décalage spectral de largeur de 154,4 m^{-1}. Connaissant le pas d'échantillonnage dans l'espace réciproque et dans l'espace réel on calcule dès lors que la largeur de cette zone dans l'espace réel fait 0,99 m, ce qui correspond à peu près à la taille (90 cm) du four utilisé dans l'expérience de mesure de température (Cf. § 3) ; four qui a servi à chauffer localement la fibre dont nous avons utilisé les signaux de mesure. Le début et la fin de la zone de décalage spectral correspondent respectivement aux abscisses 14 m et 15 m. Prenant en compte la longueur de la fibre à l'intérieur de l'appareil OBR Luna qui fait une dizaine de mètres environ (c'est la différence en distance maximale détectée entre la courbe de caractéristique de l'appareil OBR et la courbe caractéristique obtenue selon le traitement), on obtient la position du décalage spectral calculée entre 4 et 5 mètres de fibre active, ce qui correspond aux conditions de l'expérience et au résultat délivré par l'appareil OBR Luna (Fig. 4.22).

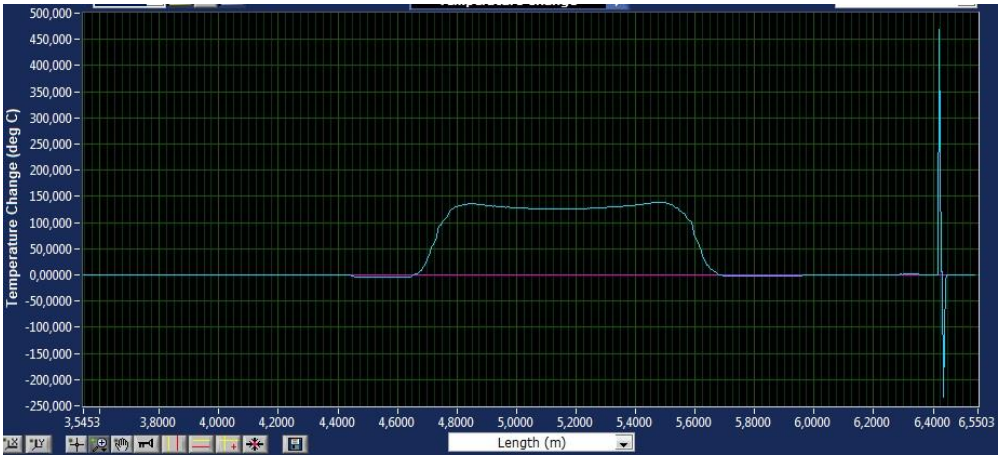


Figure 4.22 – Résultat de mesure de température du four par l'appareil OBR Luna 4600

Le résultat de la procédure de détermination du décalage spectral dans l'espace réel est présenté sur la Figure 4.23.

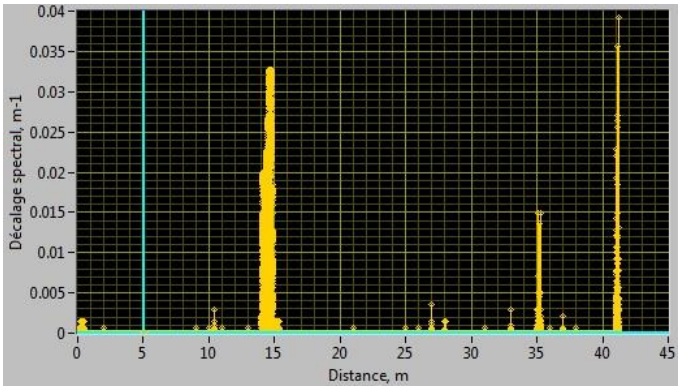


Figure 4.23 – Décalage spectral des signaux bruts d'appareil OBR traité

Nous observons un grand pic de décalage spectral, situé entre les abscisses 14 et 15 mètres, qui pourrait correspondre au décalage spectral introduit par l'augmentation de la température. Un autre grand pic à la fin de la distance de mesure pourrait quant à lui être lié aux défauts de calcul de position du maximum de corrélation. Cela se produit souvent du fait que la taille de la dernière jauge est plus petite que celle des autres jauges. Pour mémoire, ceci a pour origine le fait que la taille des jauges est définie par l'utilisateur et non en fonction de la largeur totale de la portée, de telle façon que cette taille soit homogène. Comme on peut voir sur la figure 4.22 l'appareil OBR Luna produit parfois ce type d'artefacts.
Le calcul a été réalisé pour trois tailles des jauges différentes : 0,06 cm (ce qui correspond à la taille minimale que permet d'appareil OBR Luna), 0,2 cm, puis 1 cm et enfin 2 cm (ce qui correspond aux valeurs les plus couramment utilisées par l'appareil OBR Luna). Les résultats sont présentés sur les figures 4.24 – 4.27.

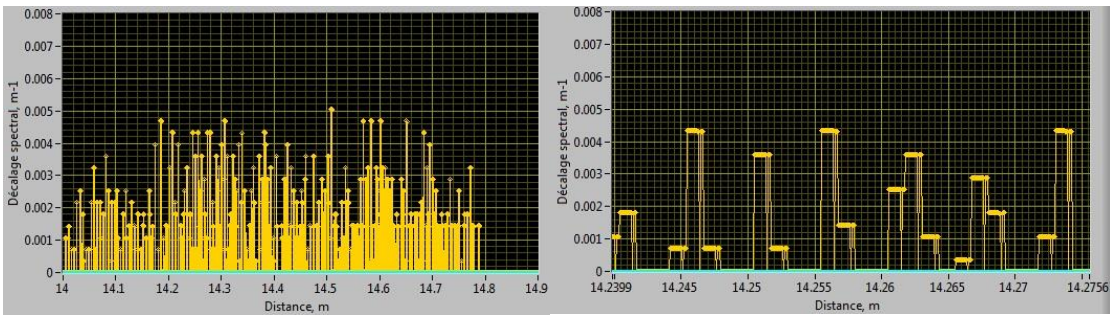


Figure 4.24 – Décalage spectral dans la zone d'intérêt pour les jauges de 0.06 cm de taille

Nous observons que pour la taille de jauges de 0,06 cm la valeur du décalage spectral change assez brusquement d'une jauge à l'autre, et que l'image finale ne ressemble pas au plateau homogène que l'on devrait obtenir. Cela étant, il faut noter qu'une jauge de taille de 0,06 cm ne contient que 16 points, ce qui n'est pas vraiment suffisant pour appliquer convenablement la procédure de corrélation.

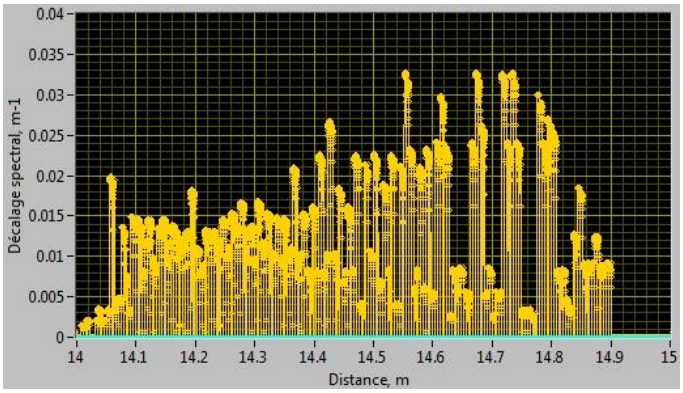


Figure 4.25 – Décalage spectral dans la zone d'intérêt pour les jauges de 0,2 cm de large

Sur la Figure 4.25 on observe que pour des largeurs de jauges de 0,2 cm la valeur du décalage spectral commence à être plus homogène et plus représentable. Pourtant le résultat n'est pas encore conforme avec ce que l'on attend.

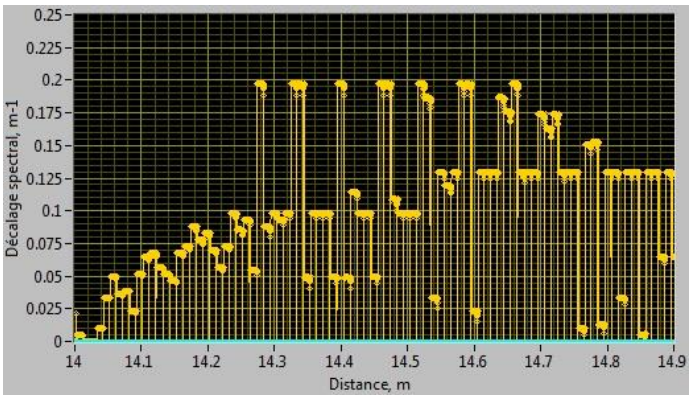


Figure 4.26 – Décalage spectral dans la zone d'intérêt pour les jauges de 1 cm de taille

Sur la Figure 4.26 on observe que pour la taille de jauges de 1 cm l'allure générale du décalage spectral commence à ressembler à un plateau. Mais l'allure de décalage spectral n'est pas encore homogène.

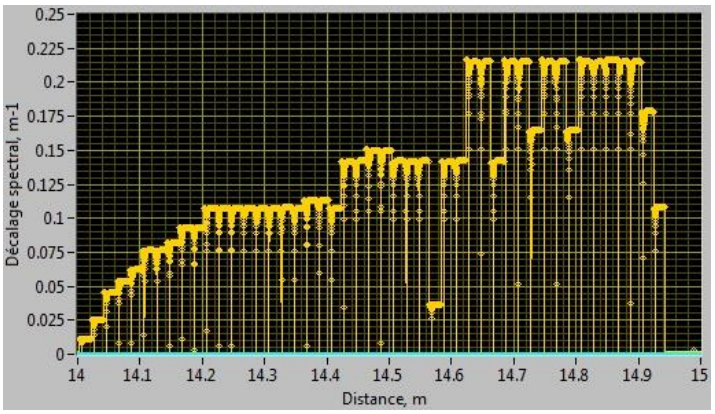


Figure 4.27 – Décalage spectral dans la zone d'intérêt pour les jauges de 2 cm de taille

Par contre, sur la Figure 4.27 on observe que pour la taille de jauges de 2 cm l'allure générale du décalage spectral devient plus ou moins homogène. Nous pouvons dès lors vraisemblablement en déduire que cette taille de jauges (donc en fait le nombre de points qu'elle contient) est très déterminante sur le résultat final, et que le choix de 2 cm conduit à un bon fonctionnement de la procédure de détermination des décalages spectraux. De plus, ce n'est sans doute pas un hasard, cette taille est donnée comme la résolution de l'appareil Luna OBR 4400 (Cf. § 1.4.2) [1.90 Luna].
La forme de ce « plateau » n'est cependant pas encore idéale : on s'aperçoit que le côté gauche du plateau est plus bas que le droit. Il est possible que cette différence ainsi que la présence des autres pics soient dus à l'imperfection des signaux traités qui contiennent un certain repliement du spectre (Cf. § 4.2.4.2), ou bien à l'imperfection de la procédure de détermination du décalage spectral, soit par ces deux raisons. La procédure de simple corrélation appliquée dans l'algorithme de traitement peut aussi introduire une erreur systématique (Cf. § 2.3.1) lors du calcul des décalages spectraux, surtout dans le cas où la forme des signaux est assez répétitive, comme on l'observe sur la figure 4.21.
Afin de résoudre ce problème il serait nécessaire de filtrer les signaux d'entrée pour obtenir une bonne allure de la courbe caractéristique de l'OFDR et puis, si cela ne suffit pas à résoudre le problème, d'élaborer un autre algorithme dédié à la détermination des décalages spectraux qui serait plus précis que l'actuel, mais dès lors également plus complexe (Cf. § 2.3.1).

4.3 Conclusion de chapitre

Un système optique tout fibre déclinant la méthode de mesure Rayleigh OFDR a été conçu est développé.
Un programme de traitement des données a également été élaboré est réalisé. Ce programme a été testé pour simuler des différents signaux : tant ceux créés dans l'espace réciproque que ceux créés dans l'espace réel – ainsi que pour une simulation de données de nature différente : des signaux d'une forme « simplifiée » et d'autres de nature fortement bruitée qui sont bien plus proches des signaux d'entrée (rétrodiffusion de Rayleigh) du système de mesure OFDR.
Les résulats de la simulation ont mis en évidence le fait que la procédure de traitement de signal théorique réalisée sous LabView fournit des résultats satisfaisant pour les signaux artificiels et que l'on peut espérer obtenir de bons résultats en appliquant ce programme aux données brutes délivrée par l'appareil Luna OBR 4600. Le test du programme de traitement pour les données brutes de l'appareil OBR 4600 a également été mis en œuvre. Ce test a consisté à obtenir des résultats les plus proches possibles de ceux fournis par l'appareil OBR, en traitant les données utilisées à l'entrée du programme de traitement de signal de l'appareil, et donc fournies par ce dernier, à une étape intermédiaire de sa procédure de traitement.
La courbe caractéristique d'un OFDR, obtenue en cours de ce traitement, ne correspond pas totalement à celle fournie par l'appareil OBR 4600 de Luna. On constate le même niveau de signal et un bon ordre de grandeur au niveau des distances : il est en effet exclu d'évoquer

une coïncidence entre les distances mesurées par l'appareil OBR et celles fournies par le programme de traitement, surtout quand l'on sait que l'appareil OBR prend en compte une partie de fibre cachée en son sein, sans pour autant que nous connaissions la longueur de cette portion de fibre passive. La longueur de ligne de délai pour la compensation de bruit de phase, elle aussi, étant inconnue, pourrait introduire un bruit qui n'est pas compensé totalement.

L'allure de la courbe caractéristique d'un OFDR que nous avons obtenue contient les zones répétitives de signal qui pourraient être dues à un phénomène de repliement de spectre, compte tenu du fait que le traitement de signal enchaîne plusieurs transformées de Fourier successives. Un filtrage « standard » n'éliminant pas ces artéfacts, il serait dès lors nécessaire d'identifier un (ou plusieurs) filtre plus complexe(s) permettant de supprimer ce repliement et, dans le même temps, de garder le plus possible d'informations sur la distance parcourue dans la fibre.

Le programme développé pour mettre en œuvre la méthode corrélationnelle a été testé avec les données brutes de l'appareil OBR. Le décalage spectral a bien été identifié dans l'espace réciproque. Le calcul de la largeur de zone du décalage a fourni la taille correspondant sensiblement à celle du four ayant servi à créer une zone d'indice différent le long de la fibre. De plus, le calcul de la position de cette zone est conforme avec la position de la fibre dans le four (en prenant en compte la fibre passive située à l'intérieur de l'appareil OBR).

Les mesures ont été réalisées pour trois tailles de jauges différentes. Le test pour la taille de jauge correspondant à la résolution minimale de l'appareil OBR ne donne pas de résultats satisfaisants puisque la procédure de détermination de décalage spectral ne dispose, dans ce cas, d'un nombre insuffisamment de points de mesure pour effectuer convenablement la corrélation. On constate que le résultat obtenu pour la taille de jauge de 2 cm peut être considéré comme plutôt satisfaisant puisque l'allure du décalage spectral calculé commence à ressembler au résultat fourni par l'appareil OBR. Il y a deux raisons pour lesquelles l'allure de ce décalage spectral que nous avons obtenu est quelque peu différent de celle d'attendue : le repliement de spectre de la courbe caractéristique de l'OFDR qui fournit des données perturbées à l'entrée de la procédure de détermination du décalage spectral et la procédure simplifiée de détermination du décalage spectral utilisée dans ce programme.

Néanmoins, on peut raisonnablement espérer que si on identifie, ou développe, un filtre mieux adapté, et si dans le même temps on réussit à programmer une procédure de détermination du décalage spectral plus précise, le résultat de traitement pourrait devenir conforme à celui fournit par l'appareil OBR.

5 Applications de la réflectométrie fréquentielles aux mesures à haute résolution spatiale

La méthode Rayleigh OFDR, dénommée OBR par le constructeur Luna, et décrite au chapitre 3 offre la possibilité de déterminer le profil de paramètres physiques différents tels que la température, les déformations, voire la pression et, en cas d'utilisation des fibres optiques spécifiques, d'autres phénomènes auxquels ces fibres, éventuellement insérées dans un câble dédié, sont sensibles.
Pour illustrer le potentiel pratique de la réflectométrie fréquentielle, plusieurs exemples d'utilisation sont présentés dans ce chapitre, ainsi que certaines idées relatives à la conception de futurs systèmes de mesure fondés sur l'OFDR et la rétrodiffusion de Rayleigh.

5.1 Détection innovante des fuites de sodium liquide en périphérie d'une conduite

Un système de détection des fuites de sodium liquide a été élaboré dans le cadre du projet TECNA : un projet lié au développement d'une filière de réacteur nucléaire, dite de génération IV, dont le circuit de refroidissement secondaire contient un métal liquide, à savoir du sodium liquide jouant le rôle de fluide caloporteur[3].
Etant un composant chimique très actif, le sodium liquide peut endommager les tuyaux du circuit de refroidissement et provoquer des fuites qui mettent en danger le fonctionnement de celui-ci. Il est indispensable donc de détecter la présence des fuites de sodium ainsi que leurs positions afin de les éliminer rapidement. D'autant plus qu'un feu de sodium est très difficile à maîtriser[4].

[3] Les Réacteurs à neutrons rapides à caloporteur sodium (RNR-Na) constituent l'une des filières expérimentales de réacteur à neutrons rapides utilisant du sodium liquide pour son refroidissement. La température de sortie du caloporteur est comprise entre 510°C à 550°C suivant la filière, soit une température bien plus élevée que les 325°C du circuit primaire des Réacteurs à Eau Pressurisée (REP ou *PWR* en anglais) en service, c'est-à-dire ceux constituant le parc EDF, dits de génération 2. L'un des avantages des réacteurs à métal fondu est la grande capacité thermique du caloporteur, dont l'inertie thermique protège le cœur contre la surchauffe et une fusion potentielle. En effet, l'eau (utilisée dans les REP) n'est pas un bon caloporteur dans le cas d'un réacteur à neutrons rapides, car agissant comme modérateur elle tend à thermaliser les neutrons, qui sont ralentis quand ils peuvent transférer de l'énergie cinétique par choc élastique aux atomes du caloporteur. Le sodium ayant une masse atomique plus élevée que celle de l'hydrogène et l'oxygène de l'eau, les neutrons y sont moins ralentis. Par ailleurs, contrairement à l'eau, le sodium n'a pas besoin d'être sous pression (la pression est de 155 bar dans le cas des REP), du simple fait que sa température d'ébullition est très supérieure à celle de fonctionnement du réacteur. En outre, le sodium n'entraîne pas de corrosion sur l'acier du réacteur. Au niveau mondial, une vingtaine de réacteurs expérimentaux de ce type ont été construits dans le passé (la moitié d'entre eux est désormais arrêtée), d'autres sont en phase de réalisation. Citons en France les réacteurs Rapsodie (1967-1983), Phénix (1974-2009) et Superphénix (1984-1997). Toujours dans l'hexagone, le réacteur de Recherches ASTRID est en phase de développement au CEA Cadarache. Il pourrait être opérationnel au-delà de 2020.

[4] Le sodium présente l'inconvénient d'être un produit chimique fortement réactif, ce qui demande des précautions extrêmes pour maîtriser le risque de feu de sodium : il peut brûler dans l'air et, s'il est mis en contact avec de l'eau, il peut même exploser. La centrale nucléaire japonaise de Monju a été victime d'un tel accident en décembre 1995, soit seulement 4 mois après sa mise en service : une fuite de 2 m^3 de sodium s'est produite suite à la rupture d'une sonde de température du circuit secondaire.

5.1.1 Conception générale du système de détection de fuites

Comme tout système de détection ou de surveillance multipoint, le problème de la détection des fuites consiste à déterminer deux paramètres simultanément : la présence d'une possible fuite ainsi que sa position le long de la conduite concernée. Lorsqu'une fuite se produit et que le sodium liquide entre en contact avec la surface extérieure du tuyau, lui-même recouvert d'un calorifuge d'isolation, une réaction chimique exothermique entre celle-ci et le sodium liquide est provoquée (le sodium liquide commence alors à brûler). Par conséquent, la température de la surface extérieure du tuyau augmente très rapidement au droit de la fuite. C'est par la détection de cette augmentation de température que l'on peut constater la présence de la fuite.
La méthode OBR est adéquate pour les mesures de ce type puisqu'elle permet d'observer le profil des valeurs physiques le long de l'abscisse curviligne de la fibre optique, et donc le profil correspondant du/des paramètre(s) physique(s) affectant la fibre, ici la température. Ainsi, une fois la fibre (parfois le câble la contenant) fixée de manière adéquate au circuit de refroidissement, on peut réaliser de manière répétitive une analyse profilométrique du paramètre recherché, la présence d'une fuite de sodium.
C'est sur cette base que plusieurs essais de détection des fuites ont été effectués sur le site du CEA Cadarache (Aix-en-Provence) ; il s'agit en l'occurrence de l'expérimentation dite FUTUNA [109 Boldyreva].

5.1.2 Maquette de détection des fuites

L'installation de test a consisté en un tuyau d'acier de 2 m de long, recouvert par une couche d'isolation. Pour tester le système de détection réparti de fuite à fibre optique, une petite fuite a été volontairement provoquée au sommeil de ce tuyau, induisant un débit de sodium liquide d'environ 1 cm^3/min (Fig. 5.1).

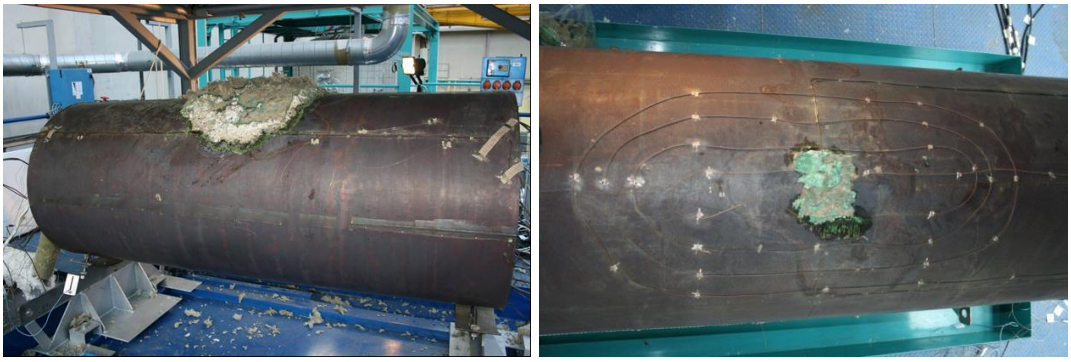


Figure 5.1 – Installation de test : sodium liquide au sommeil à la fin d'expérience

Une série des thermocouples ainsi bien sûr qu'une fibre optique gainée de cuivre (le gainage en cuivre sert à protéger la fibre optique de l'environnement sévère de l'expérience) ont été posées sur le tuyau, avec une topologie particulière en serpentin, comme c'est illustré sur la figure 5.2.

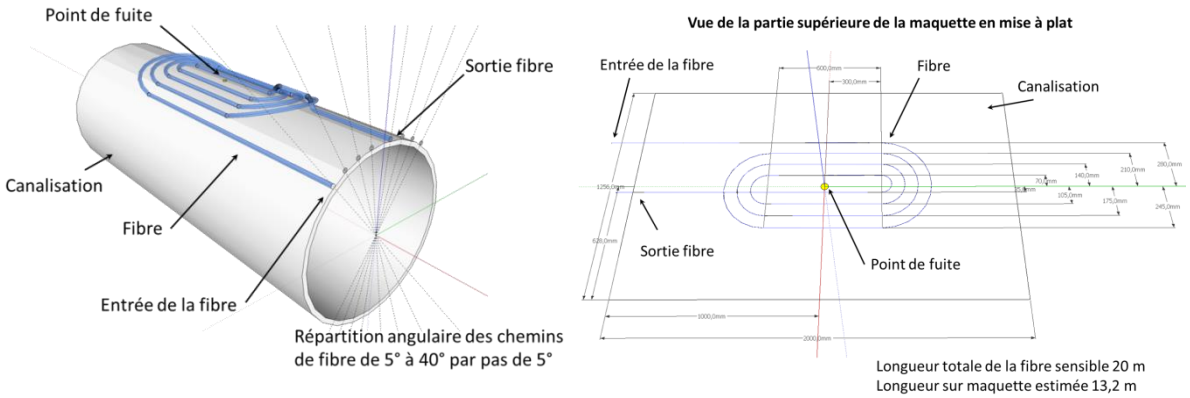


Figure 5.2 – La position de la fibre optique sur la maquette FUTUNA

Une telle disposition de fibre optique permet non seulement de détecter la présence de la fuite mais aussi, dans cette expérimentation particulière, d'observer l'évolution temporelle de la détection, c'est-à-dire de déterminer le temps requis pour la détection de fuite en fonction de la distance de la fibre par rapport à la position de ladite fuite. La série de thermocouples a fourni les mesures de référence, puisque traditionnellement ce sont ces types de capteurs qui sont utilisés par les exploitants.

5.1.3 Expérience et résultats

Après installation de la fibre sur le tuyau celui-ci a été préchauffé à 350ºC pendant 24 heures, en amont de l'expérience, de manière à ce que la température du sodium liquide à l'intérieur de la maquette soit homogène. L'expérience proprement dite commence lorsque le sodium liquide atteint la surface du tuyau.
Le système de détection Rayleigh OFDR utilisé dans ce test est l'instrument OBR 4600 de chez Luna. Les paramètres de l'OBR sont ajustés pour qu'il effectue des mesures répétitives, "en continu", soit un nouveau profil toutes les 20 secondes, et ce pendant toute la durée de l'expérience (environ 1 heure).
Les résultats de l'expérience sont consignés sur les figures 5.3, 5.4 et 5.5.

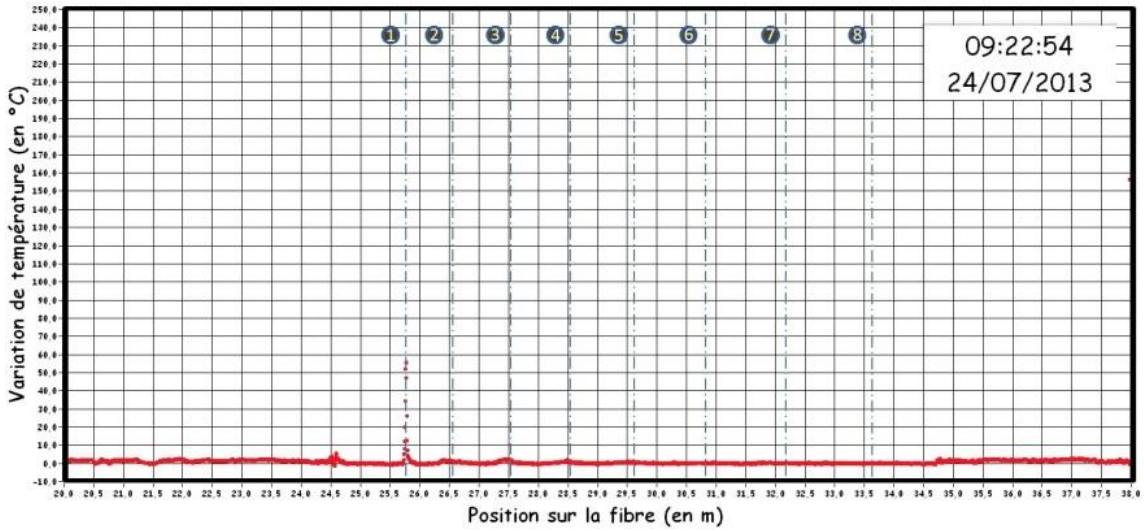


Figure 5.3 – Début de détection de fuite de sodium liquide

On observe que la fuite est représentée par un pic bien visible sur le profil de température le long de la fibre. Lors de cet essai, le pic est apparu 3 minutes après le début de l'expérience. On peut considérer donc que la fuite a été détectée. Il faut noter que la détection de fuite a eu lieu même avant que le sodium liquide ne soit en contact avec la fibre et bien plus tôt que ne l'ont détectée les thermocouples, qui n'ont fourni le premier résultat que seulement 20 minutes après le début d'expérience !

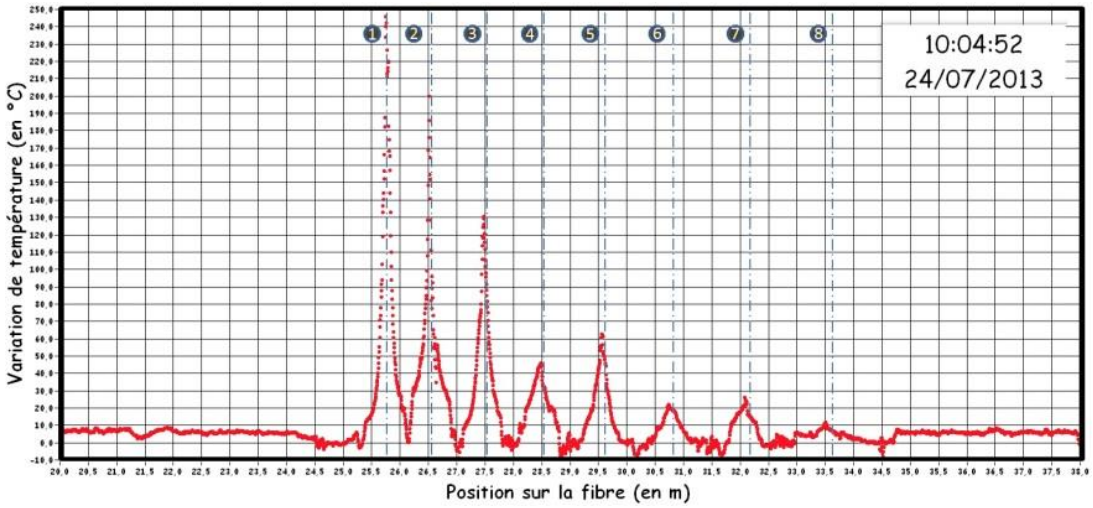


Figure 5.4 – Résultat de détection de fuite de sodium liquide

Le profil de la température le long de la fibre, 45 minutes après le début de l'expérience est représenté sur la Figure 5.4. Ceci illustre le fait que la fuite provoque tout naturellement l'échauffement des parties de fibre proches de l'endroit où la fuite a lieu : plusieurs pics correspondent aux différents tours de la spirale faite de la fibre autour du point où a lieu la fuite.

Puis 47 minutes après le début de l'expérience le système a détecté une rupture de la fibre (Fig. 5.5), ce qui peut être également interprété comme une détection (ultime voie de confirmation) de cette fuite.

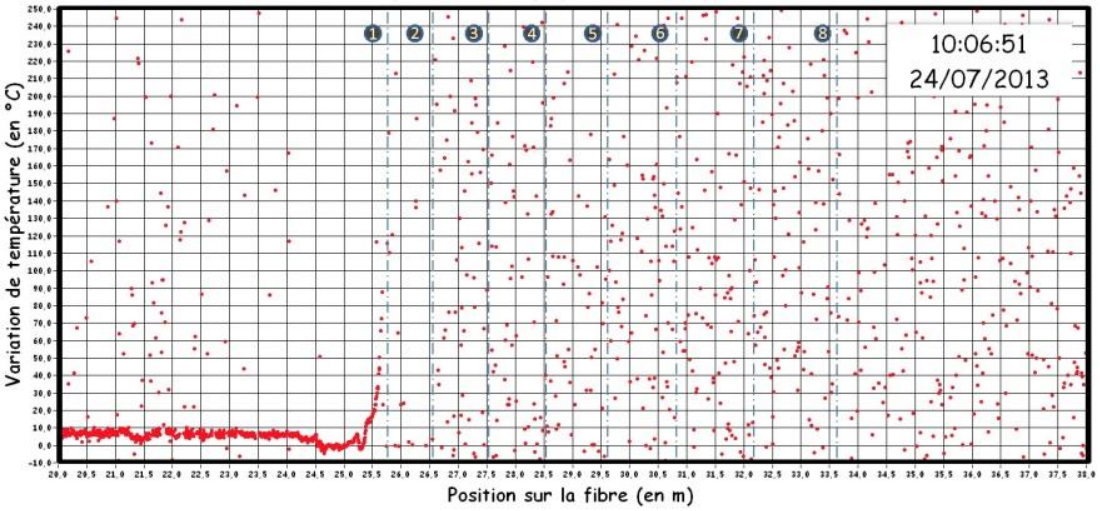


Figure 5.5 – Détection de rupture de la fibre

On observe qu'il n'y a plus de signal à 25,7 m de longueur de la fibre. En effet, c'est dans ce point-ci que la détection de fuite s'est produite au tout début de l'expérience (Cf. Fig. 5.3), et c'était donc le point de fibre le plus proche de la fuite et le plus longtemps attaqué par le sodium liquide.

5.1.4 Prototype industriel du système de détection de sodium liquide

Les résultats de l'expérience précédente montrent qu'il est possible d'élaborer un système de détection des fuites de sodium liquide, système de mesure que nous espérons industrialisable à terme. Dans ce contexte, afin de pouvoir rendre le déploiement de la fibre suffisamment simple, donc acceptable d'un point de vue économique ainsi qu'en terme de temps à y consacrer de la part de l'exploitant, il est nécessaire de déterminer une disposition de fibre optique adéquate, et qui rende également « aisée » la maintenance du système.
La forme la plus simple, et qui demande une longueur minimale de fibre, est bien évidement une hélice autour du tuyau à surveiller, de manière à couvrir l'intégralité de sa surface externe, sous le calorifuge.
Pour déterminer le pas optimal d'hélice, on se propose de résoudre l'équation de chaleur décrivant sa distribution en surface du tuyau [121 Tikhonov, 122 Revina]. L'équation standard de la chaleur décrit la distribution de température selon les trois axes spatiaux. La forme de fibre en hélice est choisie afin de couvrir de façon homogène toute la surface de tuyau. Aussi, on va « ouvrir » le tuyau et ne s'intéresser qu'à l'axe longitudinal z (qui est l'axe du tuyau) dans l'équation de chaleur. Les conditions initiales sont décrites par une fonction rectangle.

$$\begin{cases} \alpha^2 \dfrac{\partial T}{\partial t} - \dfrac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0 \\ T(0,z) = \begin{cases} T_0, |z| < a \\ T_\infty, |z| > a \end{cases} \end{cases} \qquad (5.1),$$

où α^2 est la diffusivité thermique du calorifuge d'isolation ;
T_0 est la température de combustion du calorifuge ;
T_∞ est la température du tuyau ;
a est le radius du fuite.

A cette équation correspond la solution suivante qui est dans ce cas la solution fondamentale de l'équation de la chaleur [123 Svechnikov] :

$$T(t,z) = T_\infty + \frac{(T_0 - T_\infty)}{2}\left(erf\left(\frac{z+a}{2\alpha\sqrt{t}}\right) - erf\left(\frac{z-a}{2\alpha\sqrt{t}}\right)\right) \qquad (5.2)$$

La solution de l'équation (5.2) en fonction de z fournit la distance à laquelle la fibre doit être déployée par rapport à la fuite. On observe que l'équation (5.2) contient trois variables : la

distance z, le temps t et la température $T(t,z)$. Il est donc nécessaire de définir les valeurs de la température et du temps, afin de trouver la distance optimale de détection, donc *in fine* le pas de l'hélice constituée par la fibre entourant le tuyau.

La définition de la température mène à la définition d'une température seuil T_{th} pour laquelle une alarme de fuite est déclenchée. La définition du « temps » fournit celle du temps de réaction du système t_r, c'est-à-dire la durée maximale après laquelle l'alarme se produit. Bien évidement pour l'exploitant l'alarme doit être la plus précoce possible.

Pour y parvenir, nous résolvons l'équation (5.2) en considérant l'approximation de Taylor des fonctions d'erreur à $z = -a$ pour la première fonction et $z = a$ pour la deuxième. Le modèle mathématique testé pour la résolution de l'équation (5.2) montre que l'ordre d'approximation optimal est 7. Le choix de cette approximation provient des résultats de l'expérience : nous avons sélectionné le minimal ordre d'approximation fournissant un résultat conforme avec celui de l'expérience. Les valeurs suivantes ont été prises comme paramètres d'entrée : T_0 = 800°C puisque c'est la température estimée de combustion ; T_∞ = 350°C puisque c'était la température du tuyau dans l'expérience ; t_r = 3 minutes car c'était le temps d'après lequel la détection a commencé ; T_{th} = 50°C car c'était la valeur de température correspondante au temps de réaction choisi (Cf. Fig. 5.3) ; a = 1 mm. La distance calculée pour ces paramètres doit être 3,5 cm comme s'il s'agissait de la distance à laquelle la fibre a été déposée par rapport à la fuite de sodium.

En choisissant la température de seuil T_{th} = 50°C afin d'éviter toute fausse alarme due aux légères fluctuations de température du sodium dans le tuyau, le temps de réaction t_r = 10 minutes et le rayons de fuite a = 1 mm on obtient la distance de 15 cm. En prenant en compte le pire cas, soit lorsque la fuite apparaît à équidistance de deux tours de la fibre spiralée, on fixe le pas d'hélice comme la double distance maximale, c'est-à-dire p = 30 cm.

Le modèle topologique d'un tel prototype du système de détection des fuites de sodium liquide par CFO répartis est présenté sur la Figure 5.6.

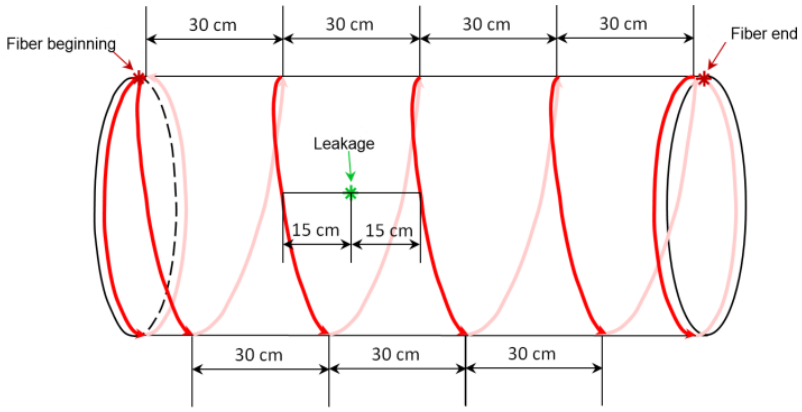


Figure 5.6 – Modèle d'un prototype du système de détection des fuites de sodium liquide

Il faut noter que l'appareil OBR Luna 4600 offre trois portées possibles pour les mesures : 30 m, 70 m et 2 km (Cf. § 3). Nous allons dès lors estimer la longueur de tuyau qu'il est possible de "couvrir" avec ce type du système de détection des fuites de sodium liquide.

La longueur d'un tour d'hélice peut être calculée selon la formule suivante :

$$l = \sqrt{p^2 + (\pi d)^2} \qquad (5.3)$$

La longueur d'un tour d'hélice de pas de 30 cm pour le tuyau de 1 m de diamètre vaut l = 3,16 m. Ainsi l'appareil OBR Luna est capable de surveiller le nombre total de tours d'hélice de 9, 22 et 632 pour les portée susmentionnés.
Mais, il faut également prendre en compte que le système de détection des fuites nécessite une certaine longueur de fibre à l'entrée pour conduire la lumière de l'appareil jusqu'à la zone de détection (le tuyau). Cette longueur dépend de la construction de circuit de refroidissement et de zones de maintenance correspondantes. Supposant que la longueur « aveugle » de la fibre est 10 m (soit 3 tours d'hélice) le nombre de tours devient 6, 19 et 629. Sachant que le pas d'hélice est 0,3 m, on obtient les longueurs de tuyau correspondantes : 1,8 m, 5,7 m et 188 m.
On observe que seules les portées de 70 m et de 2 km permettent de "couvrir" une longueur de tuyaux satisfaisante en pratique. Dans le cadre d'utilisation d'une portée de 2 km il est possible de réduire le pas de l'hélice afin de diminuer le temps de réaction et donc d'augmenter la sensibilité du système.

5.1.5 Conclusion de cette expérience de détection de fuite de sodium liquide

Nous avons observé que l'appareil OBR Luna utilisant la méthode Rayleigh OFDR est capable de détecter une fuite de sodium assez rapidement et montre quelques avantages devant les thermocouples :

- La méthode testée détecte la fuite plus rapidement (trois minutes dès la production de la fuite contre 20 minutes avec les thermocouples) ;
- Une seule fibre optique est susceptible de couvrir la surface entière du tuyau avec la résolution centimétrique, tandis que pour approvisionner la même configuration avec les thermocouples, il en faut 160, 480 et 15920 (correspondant aux portée de 30, 70 et 2000 m), ce qui est compliqué à gérer (surtout pour une longue distance) ;
- La fibre optique n'est pas sensible aux perturbations de champ électromagnétique qui pourrait se produire dans la situation réelle.

Dans un tel contexte, et compte tenu de ces divers arguments, il semble donc possible et même opportun de recourir à cette méthode optique pour la détection des fuites de sodium liquide.
Cela étant, comme rappelé au chapitre 3, l'appareil OBR n'est pas très performant d'un point de vue métrologique pour les mesures en hautes températures (la valeur mesurée de température est trop élevée par rapport à la réalité). Cependant, dans le cas d'une détection des fuites, seule une mesure qualitative est suffisante. La précision de mesure n'est pas ici un paramètre déterminant, tout comme dans le cas d'une détection d'incendie, on s'intéresse uniquement à la présence d'un pic de température mais pas vraiment à sa valeur absolue. Il s'agit plus d'une détection d'évènement que d'une mesure au sens strict.
Dans ce contexte, la sur-réponse en terme de mesure de température fournit par le système OBR pourrait même être considérée comme avantageuse puisqu'elle permet d'atteindre la

température seuil plus rapidement du fait de la non-linéarité de l'appareil. Néanmoins, si l'on avait accès aux valeurs vraies des pics de température il serait probablement possible de déterminer le débit du sodium en résolvant l'équation de Navier-Stokes. Une solution pour y parvenir pourrait consister en un étalonnage de l'instrument et de sa fibre, permettant ensuite une correction logicielle en temps réel pour les hautes températures.

5.2 Autres exemples et idées d'applications de la méthode OFDR Rayleigh

La méthode Rayleigh OFDR peut également être utilisée pour toutes autres applications adressant les mesures de température, déformations, de courbure, pression, dose, etc. Certains exemples de telles applications sont présentés ci-dessous.

5.2.1 Détection des défauts de bouteilles de pression pour le stockage d'hydrogène

L'une des applications réalisées dans notre laboratoire concerne les tests de fatigue et la détection des défauts des bouteilles de pressions pour le stockage d'hydrogène, réalisés dans le cadre du projet de recherche H2E, déjà présenté de manière succincte plus en amont, qui a consisté à développer une nouvelle technique de surveillance et d'inspection de telles bouteilles composites en carbone époxy.
Cette technique de surveillance est fondée sur les mesures de profil de déformations le long d'une fibre optique intégrée au cœur de la structure carbone bobinée de la bouteille. Les défauts peuvent être détectés selon le profil différentiel de déformations de la bouteille : on choisit une pression de contrôle P_{ref} et l'on effectue une mesure de déformation pour cette pression avec la référence de déformations de la bouteille vide. Ensuite on effectue une autre mesure de pression pour la pression de service P avec la même référence (bouteille vide) et l'on calcule la différence de profil de déformation entre ces deux mesures. Les défauts détectés sont présentés comme des grands « pics » sur le profil différentiel (Fig. 5.7) [110 Maurin] :

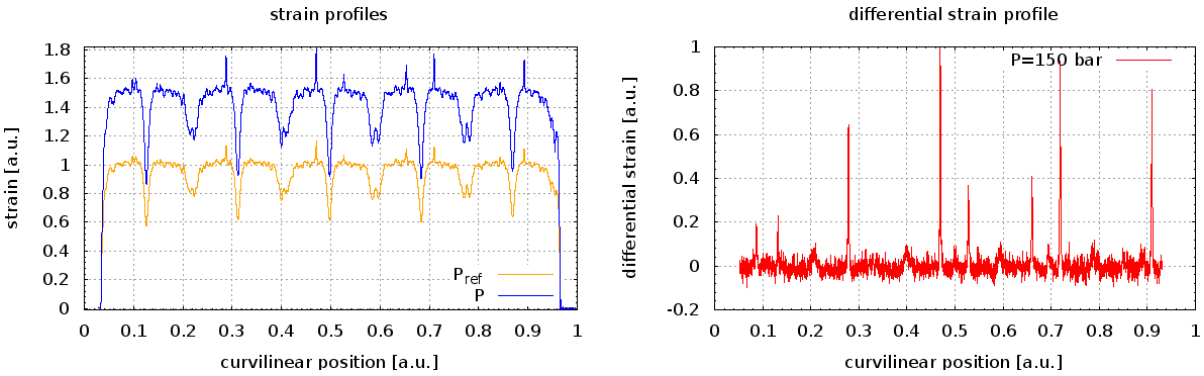


Figure 5.7 – Profils de déformations d'une bouteille à la pression de contrôle et à la pression de service (à gauche) et profil de déformations différentiel (à droite), les défauts sont présentés par les pics [110 Maurin]

Les avantages de cette méthode par rapport aux approches traditionnelles sont les suivants :

- il est possible de détecter les défauts structuraux de ces bouteilles sans avoir à les soumettre à une très forte pression qui pourrait les endommager, comme c'est le cas avec les essais, dits de timbrage, traditionnels ;
- la fibre optique une fois intégrée dans une bouteille pourrait servir de surcroît de capteur de surveillance pour planifier sa maintenance.

5.2.2 Mesure de compression locale sur tube équipé d'une fibre spiralée

Une application assez simple mais très démonstrative est la mesure de compression locale d'un tuyau. Pour cette expérience, une fibre optique a été déposée (collée) en forme d'hélice sur l'extérieure d'un tuyau en composte bobiné par enroulement filamentaire. Puis le tuyau a été soumis à un effort externe de compression diamétrale, induisant différents niveaux de déformations de la fibre (Fig. 5.8).

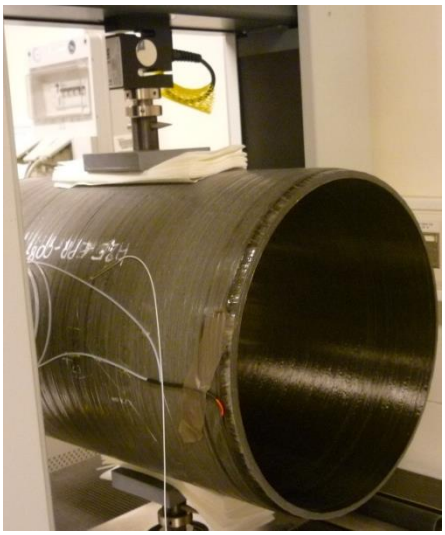


Figure 5.8 – Tuyau sous pression [photo prise par Laurent Maurin dans le cadre du projet H2E]

Le résultat de la mesure des déformations, périodiques du fait de la spirale suivie par la fibre, lorsque le tuyau est soumis à différents niveaux d'efforts, est présenté sur la figure 5.9 :

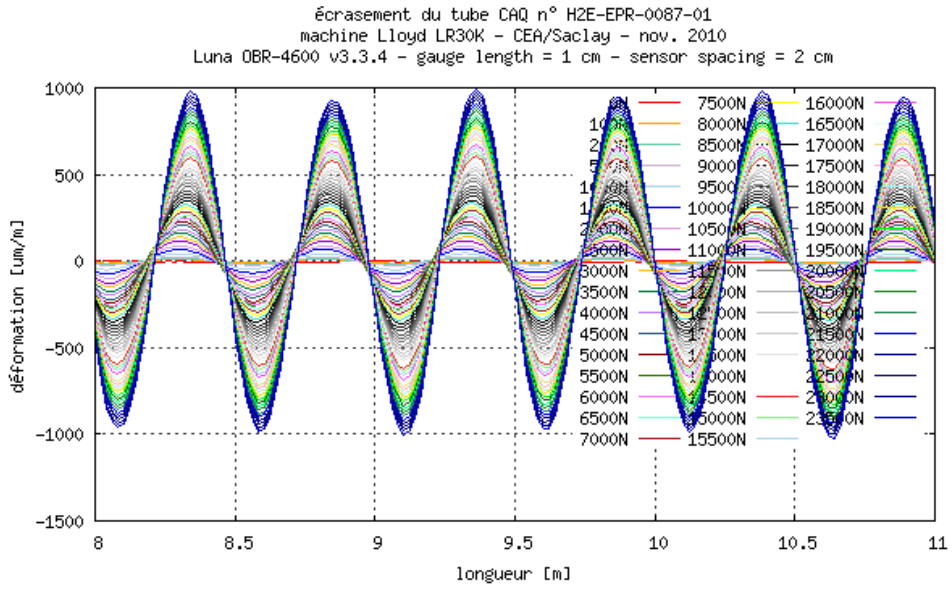


Figure 5.9 – Déformations du tuyau sous différentes effort transverses

On observe que les déformations du tuyau sont parfaitement visibles, avec une très bonne résolution. La périodicité des maxima/minima de déformations offre accessoirement la possibilité de calculer le diamètre du tuyau.

5.2.3 Détection des cavernes de sol dans les tunnels ferroviaires

Une autre application similaire est la surveillance et la détection continue des cavernes sous terraines, au niveau des tunnels ferroviaires par exemple, qui lors de l'apparition d'un fontis, peuvent conduire à une instabilité du sol, telle qu'elle peut provoquer l'effondrent du ballast, voire du tunnel. Les méthodes traditionnelles telles que la micro-gravimétrie, l'analyse séismique ou la thermographie infrarouge sont assez fiables, mais elles ne permettent bien sûr pas d'effectuer une surveillance en continu *a fortiori* sur de grands linéaires [111 Lanticq]. Or, une fois intégrée, la fibre optique pourrait servir un capteur permanent pour la surveillance et le suivi de l'évolution des cavernes existantes, sans oublier la détection de nouvelles cavités.
Lorsqu'un effondrement de terrain à lieu, le câble, contenant au moins une fibre optique, intégré dans le sol subit des déformations (Fig. 5.10). La distance entre deux maxima supérieurs de déformations correspond sensiblement au diamètre de cavité observée [111 Lanticq].

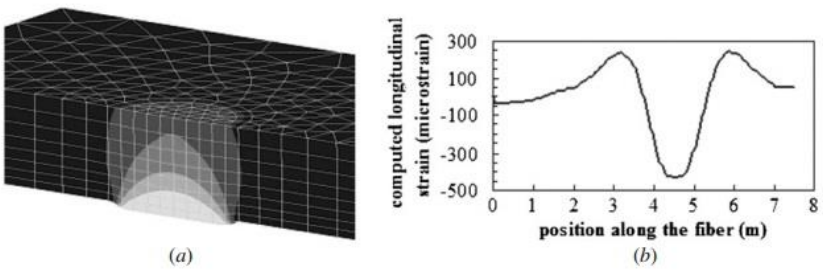


Figure 5.10 – Déplacement stimulé du sol (a) et déformations correspondantes de la fibre (b) [111 Lanticq]

La méthode Rayleigh OFDR montre ici une capacité supérieure de détection des fontis par rapport aux approches traditionnelles ou même optiques, et par ailleurs offre la possibilité de détection de cavités de très petites tailles (décimétriques et même centimétriques) grâce à sa très bonne résolution spatiale [111 Lanticq].

5.2.4 Mesures de rayons de courbure

La méthode Rayleigh OFDR est également une voie élégante de mesure des rayons de courbure, pouvant être très utile en surveillance d'intégrité des structures. Pour cela un câble spécial, breveté par notre laboratoire, contenant *a minima* trois fibres optique en son sein peut avantageusement être employé (Fig. 5.11) [113 Magne].



Figure 5.11 – Câble contenant trois fibres optiques pour la mesure des rayons de courbure [112 Maurin] ; Crédit Photo S. Magne ; Fabrication ACOME].

Lorsqu'un tel câble subit d'une courbure les fibres optiques à l'intérieur du câble subissent des niveaux de déformations différentes liées au rayon de courbure du câble ; ce dernier peut donc être déduit [112 Maurin, 113 Magne].
Pour aller plus dans l'analyse, considérons un câble comme celui illustré par la figure 5.11 qui subirait une courbure dans le plan vertical. Dans ce cas, la fibre a, située en partie haute, se trouve placée en tension, et les déformations subies sont simplement le rapport entre la distance du cœur de la fibre au centre du câble et le rayon de courbure qu'il subit. Les fibres b et c, situées sous la ligne neutre, subissent quant à elle une compression.
Les relations générales, prenant en compte l'angle du plan de courbure sont les suivantes :

$$\varepsilon_{fa} = \varepsilon_a + \frac{\phi}{2\rho}\cos\psi$$
$$\varepsilon_{fb} = \varepsilon_a + \frac{\phi}{2\rho}\cos\left(\psi + \frac{2\pi}{3}\right) \qquad (5.4)$$
$$\varepsilon_{fc} = \varepsilon_a + \frac{\phi}{2\rho}\cos\left(\psi - \frac{2\pi}{3}\right)$$

où ε_{fa} sont les déformations axiale/torsion locales des fibres a, b et c ;
ρ est le rayon de courbure local du câble courbé ;
ψ est l'angle d'orientation des axes du câble par rapport au plan de courbure (Fig. 5.12).

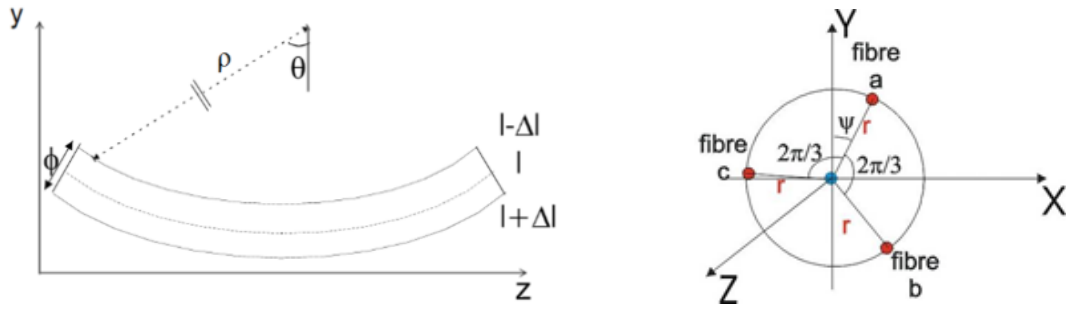


Figure 5.12 – Câble à trois fibres soumis simultanément à une courbure, un allongement ainsi qu'à la température

Des trois relations précédentes, on déduit la déformation subie par une fibre qui serait placée en partie haute du câble, puis par intégration, à l'aide d'une méthode d'interpolation avec conditions de raccordements aux dérivées, on en déduit le profil de courbure.
A partir des 3 relations initiales, il donc possible d'extraire : les déformations longitudinales subies par le câble, le plan de sa courbure et son rayon local de courbure.
La mesure répartie étant par essence spatialement « continue », grâce à ces trois fibres, ce sont les profils de ces paramètres (déformation, rayon et plan de courbure) qui sont déterminés grâce à l'interrogation de ces trois fibres. Dans le cas où la température intervient, une quatrième mesures et requise, soit une 4ème fibre idéalement placée au centre du câble. Ce type de câble peut tout naturellement être interrogé par réflectométrie Brillouin BOTDR, BOFDR ou BOTDA [102 Ferdinand], mais l'avantage de la technique OFDT-Rayleigh porte clairement sur les résolutions spatiales (meilleure que le cm contre typiquement 1 m en Brillouin) et de mesure (1 µm/m contre 20 µm/m en Brillouin). Son inconvénient est, par contre, sa portée limitée (portion de 70 m, contre une analyse multi-kilométrique avec les approches Brillouin) et sa lenteur, ce dernier point étant sans inconvénient majeur pour les mesures de terrain dont les évènements se déroulent sur de longues échelles de temps.
Ici aussi, on découvre donc que, les techniques de réflectométrie Brillouin et Rayleigh ne sont pas concurrentes mais parfaitement complémentaires des autres types de mesure réparties, dans la mesure où les techniques fondées sur l'effet Brillouin adressent la surveillance de grandes, voire très grandes structures (Génie Civil, travaux publics, ouvrages d'art, pipelines, etc.), tandis que la réflectométrie OFDR de Rayleigh est plus à même d'interroger finement des relativement petites structures, comme celles en matériaux composites, pour lesquelles par exemple le fait de noyer la fibre en leur sein est un avantage supplémentaire.

5.2.5 Mesures de dose

Une fibre optique standard exposée à une source de radiation subit des effets suivants : absorption (atténuation) induite par radiation (RIA[5]), luminescence induite par radiation (RIE[6]), thermoluminescence (TL) et changement d'indice de réfraction. Il est possible de renforcer certains de ces effets en introduisant les dopants différents dans le cœur et le gain de fibre optique [114 Sporea]. Le changement d'indice de réfraction, étant l'effet clef de la méthode Rayleigh OFDR, nous permet d'espérer de pouvoir l'utiliser pour les mesures de profil de dose. Un tel système n'est pas encore réalisé car d'un côté la loi d'influence des radiations ionisantes sur l'indice de réfraction de fibre optique est très complexe à établir et d'autre côté la radiation peut créer beaucoup d'effets parasites comme l'ionisation, par exemple, qui sont difficile à gérer, sans parler de l'influence de la température

Une autre idée d'utilisation de la méthode Rayleigh OFDR concerne la mesure de paramètres physiques différents, en présence de radiations, *via* le calibrage des coefficients de sensibilité correspondants. On effectue un calibrage de l'appareil avec une fibre optique quelconque en présence de radiation et puis on utilise ces données pour les mesures suivantes [115 Faustov].

Encore une idée de mesure différentielle des paramètres physiques en présence de radiations serait d'utiliser deux fibres : une fibre surnommée de "référence" et l'autre fibre surnommée de "mesure". Les deux fibres étant placées dans le milieu radiatif, cependant il n'y a qu'une seule des deux fibres, la fibre de mesure, qui se trouve affectée par un autre paramètre physique (température, déformation, pression, etc.). Bien entendu, le système OBR interprétera tous les changements d'indice dus à la radiation comme un changement de température où de déformations, mais ceci est sans importance si l'on est capable de transformer la mesure en fonction du paramètre d'intérêt, autrement dit si l'on a préalablement déterminé sa sensibilité.

Comme précédemment, il est possible donc d'utiliser la fibre de référence comme une référence supplémentaire en temps réel. La fibre de référence va travailler dans le régime de mesure du paramètre désiré afin de compenser l'influence dur la mesure due aux radiations. Puisque des fibres différentes, où des conditionnements différents, sont utilisées, cette méthode permet sans doute d'estimer seulement l'ordre de grandeur de l'influence des radiations.

5.2.6 Système de surveillance périmétrique

Puisque la fibre optique n'est pas sensible au champ électromagnétique elle présente un avantage certain pour la conception d'un système de surveillance périmétrique par rapport aux systèmes basés sur l'électricité/électronique.

La conception d'un tel système de détection est la suivante : une fibre optique est placée dans le sol, le long du périmètre à surveiller. Lorsque quelqu'un traverse le périmètre la fibre subit la pression et donc une certaine déformation est induite dans la fibre, fonction de la transduction du sol et de l'enrobage de la fibre, incluant son câble. Ceci peut être enregistré

[5] RIA : *Radiation Induced Attenuation*
[6] RIE : *Radiation Induced Emission*

par la méthode Rayleigh OFDR. Ce système de surveillance permet de détecter l'intrusion ainsi que l'endroit où elle a lieu.
Il faut noter que dans ce cas la bonne résolution spatiale de l'OFDR n'est pas vraiment nécessaire, par conséquent il est possible/préférable d'utiliser la méthode OTDR-Rayleigh pour la détermination de la distance de l'évènement [116 Malyugin].

5.2.7 Mesure de pression, hydrophones et réseaux d'hydrophones

La méthode Rayleigh OFDR est capable de mesurer la pression, et donc *in fine* le son. Si l'on réussit dans le futur à faire évoluer le concept de cette méthode pour qu'il fonctionner en temps réel jusqu'à, disons, la dizaine kHz, il serait alors possible de créer un microphone filiforme à fibre optique.
L'intérêt pratique serait bien entendu le développement d'hydrophones, par exemple dédiés aux applications d'écoute/surveillance sous-marine ou bien encore à, la prospection pétrolière en fond de mer.
Les avantages d'un tel système à fibre optique, outre son insensibilité aux perturbations électromagnétiques, résiderait dans l'extrême simplicité de la partie transductrice, par comparaisons aux réseaux d'hydrophones traditionnels (piezo) ou même à fibres optiques de type interféromètres de Mach Zehnder et/ou laser à fibre à réseaux de Bragg distribués.

5.3 Conclusion et perspectives d'utilisation de la méthode Rayleigh OFDR

Dans le présent chapitre nous avons présenté et discuté quelques exemples d'utilisation de la méthode Rayleigh OFDR dans de nombreux domaines liés aux mesures de profil de température, de déformations, de pression, de rayon de courbature, de dose … soit toute une palette de types de grandeur requises par des domaines applicatifs aussi variés que : l'électronucléaire, la défense, la sécurité des sites, le pétrole, le génie civil et les travaux publics, etc.

Les principaux avantages de la méthode OFDR restent : l'insensibilité aux interférences électromagnétiques et la possibilité de mesures de profil des valeurs physiques avec un seul câble optique transducteur. Par contre cette méthode ne permet pas encore d'effectuer les mesures en temps réel puisque la procédure de traitement de signal (Cf. § 2.5.7) est encore très complexe et requiert un certain temps de calcul, même avec l'utilisation de circuit FPGA.

La méthode Rayleigh OFDR ouvre néanmoins de grandes possibilités d'utilisation et l'on peut d'ores et déjà entrevoir l'application des mesures reparties dans divers domaines scientifiques et industriels.

Conclusion générale

Au cours de la présente thèse la méthode de mesure répartie fondée sur la réflectométrie fréquentielle et la diffusion de Rayleigh a été étudiée, tant du point de vue théorique, qu'expérimental et enfin applicatif.

L'aspect théorique

L'aspect théorique de la méthode Rayleigh OFDR a été dévoilé. Afin de pouvoir effectuer les mesures profilométriques, comme dans tout réseau de capteur, il est nécessaire de mesurer deux paramètres à la fois : la distance jusqu'au point où un paramètre physique à mesurer a été appliqué et le paramètre physique lui-même. Le lien entre l'influence de la température (ou des déformations) et le changement d'indice de la fibre optique a été montré ainsi que les hypothèses utilisées pour établir cette théorie. Ces hypothèses sont les suivantes :

- absence de pertes ;
- approximation du guidage faible ;
- absence des modes radiatifs ;
- absence de biréfringences ;
- approximation de l'enveloppe lentement variable ;
- absence de dispersion.

Parmi les hypothèses mentionnées ci-dessus il n'en y a que deux qui pourraient paraître infondées : l'absence de dispersion et l'absence de biréfringence du cœur de la fibre optique. En ce qui concerne l'absence de dispersion, dans le chapitre 3 (Cf. § 3.2.3.3), l'expérience réalisée avec la fibre DCF nous avons montré que ce phénomène ne perturbe pas significativement les résultats de mesures, au moins pour les distances courtes (jusqu'à quelques mètres ou dizaines de mètres). Quant à l'absence de biréfringence, la non prise en compte de cette hypothèse pourrait conduire à certaines modifications intéressantes de la théorie présentée. En effet, prendre en compte la biréfringence de la fibre optique permettrait sans nul doute d'élaborer une théorie plus précise et d'améliorer ainsi les performances de la méthode OFDR Rayleigh, surtout en ce qui concerne l'approche tensorielle.
Deux méthodes différentes de mesures ont par ailleurs été présentées et détaillées dans ce manuscrit : la méthode 'corrélationnelle' (celle, mise en œuvre par "Luna Innovations") et celle innovante dite 'tensorielle', proposée uniquement dans le cadre de la présente thèse. Etant fondée sur les mesures de décalage spectral induit par le paramètre physique à mesurer, la méthode corrélationnelle est plus universelle. Pourtant, elle peut parfois devenir moins précise que la précédente, du fait d'une erreur systématique dans le calcul du décalage spectral. Dans nos expériences, la méthode tensorielle a néanmoins fourni des résultats plus précis. Malheureusement, elle n'est utilisable que pour les mesures de déformations puisque fondée sur l'effet élasto-optique.

De manière complémentaire, une procédure de traitement de signal a été révélée et élaborée pour les deux méthodes : corrélationnelle et tensorielle.

Performances de l'appareil Luna OBR existant

Les capacités de mesures de l'appareil Luna OBR 4600 en température et en déformations ont été testées et rapportées.
L'appareil Luna OBR est capable de mesurer la température avec une très bonne résolution spatiale (centimétrique) mais de manière performante du point de vue métrologique que sur une plage assez étroite (jusqu'à 150°C environ). Pour les hautes températures les données fournies par l'appareil Luna OBR sont trop erronées et ne peuvent pas être considérées comme valides. Cela due à l'omission de l'influence de l'effet thermo-optique dans la procédure de traitement de signal interne à l'appareil Luna.
Les mesures de température effectuées pour une fibre au gainage spécifique (cuivre) ont montré que les fibres spécifiques requièrent une procédure de calibrage avant leur utilisation, afin de prendre en compte l'effet produit par le gainage.
L'appareil OBR Luna est capable de mesurer les déformations, également avec une très bonne résolution spatiale (centimétrique), ainsi qu'une bonne résolution de mesure en déformations (de 1 µm/m à quelques µm/m). Pourtant, dans la cas des grandes déformations il est nécessaire d'effectuer une correction des jauges afin d'augmenter le rapport signal/bruit et, cela devient indispensable dans le cas où les déformations sont extrêmement grandes, ne serait-ce que pouvoir les détecter.

Réalisation d'une maquette expérimentale de la méthode OFDR Rayleigh

Un dispositif optique pour la méthode de mesure OFDR Rayleigh a été conçu est développé. Un programme de traitement des données a également été élaboré est réalisé. Ce programme a été testé à l'aide d'une simulation. Le test du programme de traitement pour les données brutes d'appareil OBR Luna 4600 a été effectué. Le but de ce test était d'essayer d'obtenir les résultats les plus proches de ceux fournis par l'appareil OBR lorsque les données d'entrée de notre programme de traitement venaient de cet instrument.
Les résultats de ces tests peuvent être considérés plutôt comme satisfaisants. Ils sont en fait plus ou moins concordants avec les résultats fournis par l'appareil Luna OBR, même si des artéfacts et certaines incompréhensions subsistent sur le fonctionnement de l'OBR pour une comparaison plus fine avec nos résultats. La courbe caractéristique d'un réflectomètre OFDR obtenue grâce à notre procédé de traitement du signal ne correspond pas totalement à celle de l'appareil OBR Luna. On constate le même niveau de signal et un bon ordre de grandeur au niveau des distances. On ne peut pas parler de coïncidence au niveau des distances mesurées par l'appareil OBR et par notre programme de traitement car on sait que l'appareil OBR prend en compte une partie de fibre passive cachée à l'intérieur de l'appareil, dont on ne connait malencontreusement pas la longueur. L'allure de la courbe caractéristique de l'OFDR obtenue contient les passages répétitifs qui pourraient être dus à un phénomène de spectre dans la mesure où le traitement de signal enchaîne de nombreuses transformées de Fourier. Le filtrage « standard » n'élimine pas ces artéfacts. Il sera

nécessaire de trouver un (ou plusieurs) filtres plus complexes permettant de supprimer ces possibles repliements et, en même temps, de garder le plus d'informations possibles sur la distance parcourue dans la fibre.
D'autant plus, que ce 'bruit' peut également être dû à compensation imparfaite du bruit de phase du laser, dans la mesure où l'on ignore la longueur de ligne retard utilisée à l'intérieur de l'interféromètre moniteur de phase de l'appareil OBR Luna.
Le programme mis au point pour la méthode corrélationnelle a été testé avec les données brutes de l'appareil OBR. Le décalage spectral obtenu est bien visible dans l'espace réciproque. Le calcul de la largeur de zone du décalage a délivré la taille correspondant à celle attendue et le calcul de la position de zone est également conforme avec la position de fibre par rapport à la celle attendue (si l'on prend en compte la fibre passive à l'intérieur de l'OBR).
La taille de jauge pour laquelle l'allure de profil de température peut être considérée comme plutôt satisfaisante correspond à la résolution spatiale déclarée dans la fiche technique de l'appareil Luna OBR, soit typiquement 1 à 2 cm. Néanmoins, l'allure de profil de température ne correspond pas tout à fait à celui attendu. Nous entrevoyons deux explications à cela : le repliement de spectre de la courbe caractéristique de l'OFDR qui fournit donc des données perturbées à l'entrée de la procédure de détermination du décalage spectral, et la procédure simplifiée de détermination de ce décalage spectral utilisée dans le programme. Néanmoins, si un filtrage dédié et performant était réalisé, et si l'on parvenait à programmer une procédure encore plus précise de détermination du décalage spectral, alors le résultat de traitement pourrait devenir conforme avec celui fournit par l'appareil OBR.

Les applications de la méthode Rayleigh OFDR

De nombreux exemples d'application de la méthode Rayleigh OFDR ont été présentés. Cette technique trouve la majorité de ces applications dans le domaine de la surveillance de structures. Des possibilités théoriques et parfois déjà expérimentales de mesures d'autres paramètres physiques que la température et les déformations (comme par exemple, la dose, la pression, les courbures, etc.) a été montrée.
Un système de détection des fuites de sodium liquide pour la surveillance de fonctionnement de circuit de refroidissement des réacteurs de génération IV a été élaboré et testé sur site, puis un prototype industriel d'un tel système proposé.

au-delà de la présente thèse ...

Le travail effectué en cours de cette thèse s'ouvre sur certaines possibilités d'amélioration de la méthode Rayleigh OFDR.
Tout d'abord, il serait sans doute intéressant de développer une théorie complémentaire à celle proposée, qui prenne en compte la biréfringence de fibre optique. Une telle approche qui, très probablement, permettrait d'améliorer la résolution de la méthode, s'avère en fait nécessaire pour permettre la mesure de l'intégralité du tenseur des déformations avec la méthode tensorielle.

Deuxièmement, il apparaît nécessaire de développer une procédure de filtrage qui permette d'obtenir une courbe caractéristique de réflectométrie fréquentielle *a minima* identique à celle fournie par l'appareil Luna OBR, et voire si possible plus résolvante.
Troisièmement, il est également souhaitable de mettre au point une procédure plus complexe dédiée au calcul du décalage spectral dans le cas de la méthode corrélationnelle (Cf. § 2.3.1), et ce afin d'éliminer l'erreur systématique inhérente à cette méthode.
Puisque la méthode Rayleigh OFDR est très sensible aux vibrations (celles-ci perturbent la phase de lumière propagée dans la fibre), il serait également nécessaire de réfléchir au développement d'une méthode de compensation des vibrations, qui rendrait possible l'utilisation de cette méthode dans les conditions différentes de celles d'un laboratoire, à savoir dans les environnements industriels non spécialement protégés.
En même temps, il serait intéressant de réfléchir à simplifier autant que possible le calcul scientifique nécessaire pour le traitement de signal de ma méthode Rayleigh OFDR, afin de diminuer le temps d'une mesure et, idéalement, de parvenir à réaliser des mesures très rapides, en temps réel. Bien évidemment, l'une des pistes possibles, purement technologique, pour réaliser un système de mesure fonctionnant en temps réel repose sur l'utilisation de circuits programmables de type FPGA implantés dans l'instrument de mesure.
D'autres, précitées, permettraient clairement de rendre la méthode encore plus performante.

Au-delà, nul doute que dans l'avenir nous pourrons identifier bien d'autres améliorations pouvant s'appliquer à cette méthode OFDR Rayleigh qui, sans en être à ses balbutiements, reste néanmoins perfectible. Malgré cela ses performances actuelles sont d'ores et déjà indéniables et son potentiel d'amélioration laisse clairement le champ libre aux chercheurs, thésards et autres post docs qui pourraient/devraient, espérons-le, prendre la suite de ce travail.

Bibliographie

1. A. Ghatak, K. Thyagarajan, **An Introduction to Fiber Optics**, *Cambridge University Press*, 1998
2. M. Wasfi, **Optical Fiber Amplifiers - Review**, *International Journal of Communication Networks and Information Security*, Vol. 1, No. 1, April 2009
3. Y. Koike, **Fundamentals of Plastic Optical Fibers**, *Willey VCH*, December 2014
4. Y. Koike, **The future of plastic optical fiber**, *NPG Asia Materials* (2009) 1, pp. 22–28
5. L. Bilro, N. Alberto, J. L. Pinto and R. Nogueira, **Optical Sensors Based on Plastic Fibers**, *Sensors 2012*, 12, 12184-12207;
6. M. C. J. Large, L. Poladian, G. W. Barton, **Microstructured Polymer Optical Fibre**, 1st ed.; *Springer*: Berlin, Germany, 2008
7. J. C. Knight, **Photonic crystal fibres**, *Nature* 424, 847-851 (14 August 2003)
8. S. Radic, **IR-to-visible wavelength-band translation in photonic crystal fiber**, *SPIE* 10.1117/2.1200607.0294 M.D.
9. M. D. Nielsen, C. Jacobsen, N. A. Mortensen, J.R. Folkenberg, and H. R. Simonsen, **Low-loss photonic crystal fibers for transmission systems and their dispersion properties**, *Optics Express*, Vol. 12, Issue 7, pp. 1372-1376 (2004)
10. L. Vivien, L. Pavesi, **Handbook of Silicon Photonics** *CRC Press*, April 26, 2013
11. A. W. Snyder and J. D. Love, **Optical Waveguide Theory**, *Chapman and Hall*, 1983
12. K. T. V. Grattan and B. T. Meggitt, **Optical fiber sensor technology** (G. R. Jones, R. E. Jones and R. Jones, ch. 5 – **Multimode optical fiber sensors**), *Chapman and Hall*, 1995, pp. 105 – 159
13. J. E. Townsend, **Fabrication of special optical fibres**. *8th General Conference of the European Physical Society, Amsterdam, NL, 04 - 08 Sept. 1990*
14. S. Ungar, **Fibres optiques, théorie et applications**, *Dunod*, 1989
15. L. Cognolato, **Chemical Vapour Deposition for Optical Fibre Technology**, *Journal de Physique IV Colloque*, 1995, 05 (C5), pp. C5-975-C5-987.
16. S. R. Nagel, J. B. Mc Chesney and K. L. Walker, **An Overview of the Modified Chemical Vapor Deposition (MCVD) Process and Performance**, *IEEE transaction on microwave theory and techniques*, vol. MTT-30, No. 4, April 1982
17. P. B. O'Connor, J. W. Fleming, R. M. Atkins, and V. R. Raju, **Plasma-enhanced modified chemical vapor deposition: a versatile high rate process Optical Fiber**, *Communication 1985 OSA Technical Digest Series* (Optical Society of America, 1985), paper WH4
18. M. G. Blankenship and C. W. Deneka, **The Outside Vapor Deposition Method of Fabricating Optical Waveguide Fiblers**, *IEEE transaction on microwave theory and techniques*, vol. MTT-30, No. 10, October 1982
19. E. Potkay, H. R. Clark, I. P. Smyth, T. Y. Kometani and D.L. Wood, **Characterization of Soot from Multimode Vapor Phase Axial Deposition (VAD) Optical Fiber Preforms**, *Journal of Ligthwave Technology*, vol. 6. No. 8. August 1988
20. F. Idachaba, D. U. Ike, and O. Hope, **Future Trends in Fiber Optics Communication**, *Proceedings of the World Congress on Engineering* 2014 Vol I, WCE 2014, July 2 - 4, 2014, London, U.K.
21. H. Bülow, B. Franz ; H. Al-Hashimi ; B. Schmauss, **High bit-rate MIMO transport over multimode fiber**, *OECC2011*, 16th *OptoElectronics and Communications Conf.*, July 4-8 2011, Kaohsiung, Taiwan, China, pp. 413 – 414
22. V. Ter-Mikirtychev, **Fundamentals of Fiber Lasers and Fiber Amplifiers**, *Springer*, 2014
23. K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson and B. S. Kawasaki, **Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication**, *Appl. Phys. Lett*. 32, 647 (1978)

24. A. Gaston, I. Lozano, F. Perez, F. Auza, **Evanescent wave optical-fiber sensing (temperature, relative humidity, and pH sensors)** *IEEE Sensors Journal*, Volume:3 Issue:6

25. E. Udd, W. B. Spillman, **Fiber Optic Sensors: An Introduction for Engineers and Scientists** Jr. - 2011 - *Science*

26. G. Laffont, N. Roussel, S. Rougeault, J. Boussoir, L. Maurin and P. Ferdinand, **Innovative FBG sensing techniques for the railway industry: Application to Overhead Contact Line Monitoring**, *Proceedings of SPIE* 10/2009; 7503.

27. P. Ferdinand, **The Evolution of Optical Fiber Sensors Technologies During the 35 Last Years and Their Applications in Structure Health Monitoring**, *7th European Workshop on Structural Health Monitoring*, Nantes, July 8-11, 2014

28. D. K. Gifford, B. J. Soller, M. S. Wolfe, M. E. Froggatt, **Distributed fiber-optic temperature sensing using Rayleigh backscatter**, ECOC 2005, 31st European Conference on *Optical Communication*, 25 - 29 Sept. 2005, Glasgow, UK , pp. 511 – 512, Vol. 3

29. A. Listvin, V. Listvin, **Reflectomerty in optical fibers**, *Moskva*, 2005 (en Russe)

30. M. Gold, **Design of a long-rang single mode OTDR**, *Journal of Ligthwave Technology*, Vol. LT-3; No1, Feb. 1985

31. K. Aoyama, K. Nakagawa, T. Itoh, **Optical time domain reflectometry in a single-mode fiber**, *IEEE Journal of Quantum Electronics* 1981, Vol. 17, Issue 6, pp. 862 – 868

32. M. Belkin, I. Gladyshev, **Methods of registration of micromechanical action effects on optical fiber**, *INTERMATIC*, 2014 (en Russe)

33. W. Lin, C. Zhang, L. Li, S. Liang, **Review on Development and Applications of Fiber-Optic Sensors**, *Photonics and Optoelectronics* (SOPO), 2012 Symposium, pp. 1-4

34. A. D. Kersey, **A Review of Recent Developments in Fiber Optic Sensor Technology**, *Optical Fiber Technology*, Volume 2, Issue 3, July 1996, pp. 291–317

35. Z. Qingyuan, X. Lan, W. Chao, H. Junhui, J. Tao *et al.*, **Long-haul and high-resolution optical time domain reflectometry using superconducting nanowire single-photon detectors**, *Sci Rep*, 2015; 5

36. X. Dong, A. Wang, J. Zhang, H. Han, T. Zhao, Xianglian Liu, and Yuncai Wang, **Combined Attenuation and High-Resolution Fault Measurements Using Chaos-OTDR**, *IEEE Photonics*, 2015

37. Y. Wang, A. Wang, B. Wang, M. Zhang, **Applications of chaotic laser correlation ranging technology**, *Proceedings, 4th Chaotic Modeling and Simulation International Conference*, Agios Nikolaos Crete Greece, 31 May - 3 June 2011

38. Z. Wang et al., **Long-range and high-precision correlation optical time-domain reflectometry utilizing an all-fiber chaotic source**, *Opt. Exp.*, Vol. 23, no. 12, pp. 15514–15520, June 2015

39. M. K. Barnoski and S. M . Jensen, **Fiber waveguides: A novel technique for investigating attenuation characteristics,** *Appl. Opt.*, Vol. 15, 2112 (1976)

40. A Masoudi, M Belal and T P Newson, **A distributed optical fibre dynamic strain sensor based on phase-OTDR**, *Measurement Science and Technology*, Vol. 24, no 8

41. J. Nakayama *et al.:* **Optical fiber locator by the step frequency method**, *Appl. Opt.*, Vol. 26, no. 3, pp. 440-443, 1987

42. D. Dolfi *et al.*: **5-mm-resolution OFDR using a coded phase-reversal modulator**, *Opt. Lett.*, vol. 13, no. 8, pp. 678-680, 1988

43. R. MacDonald, **Frequency domain optical reflectometer**, *Appl. Opt.*, vol. 20, no 10, pp. 1840-1844, 1981

44. K. Yuksel, M. Wuilpart, V. Moeyaert, and P. Mégret, **Optical Frequency Domain Reflectometry: A Review**, *Transparent Optical Networks*, 2009. ICTON'09. 11th International Conference

45. M. Wegmuller *et al*.: **Overview of coherent reflectometry techniques: characterization of components and small systems**, *in Proc. Symposium on Optical Fiber Measurements, SOFM*, Boulder, CO, 2000, pp. 155-160

46. J. V. D. Weid *et al*.: **Return loss measurements of WDM filters with tunable of coherent optical frequency domain reflectometry**, *Photonics Technol. Lett.*, Vol. 9, no 11, pp. 1508-1510, 1997

47. M. Wegmuller *et al*.: **Distributed gain measurements in Er-doped fibers with high resolution and accuracy using OFR**, *Journal of Lightwave Technol*, vol. 18, no 12, pp. 2127-2132, 2000

48. J. Martins-Filho *et al*.: **Dual-wavelength (1050 nm + 1550 nm) pumped thulium doped fiber amplifier characterization by optical frequency-domain reflectometer**, *J. Lightwave Technol*, vol. 18, no 12, pp. 2127- 2132, 2000

49. J. Huttner *et al*.: **Local birefringence measurements with optical frequency-domain reflectometry**, *Photonics Technol. Lett*., vol. 10, no 10, pp. 1458-1460, 1998

50. M. Froggatt *et al*.: **Characterization of polarization-maintaining fiber using high-sensitivity optical frequency-domain reflectometer**, Journal of *Lightwave Technol*, vol. 24, no 11, pp. 4149-4154, 2006

51. K. Tsuji, K. Shimizu, T. Horiguchi, and Y. Koyamada, **Coherent optical frequency domain reflectometry using phase-decorrelated reflected and reference lightwaves**, *Journal of Lightwave. Technol*., vol. 15, no 7, pp. 1102–1109, Jul. 1997

52. J. Geng *et al*.: **Narrow linewidth fiber laser for 100-km optical frequency domain reflectometry**, *Photonics Technol. Lett*., vol. 17, no 9, pp. 1827-1829, 2005

53. X. Fan, F. Ito, and Y. Koshikiya, **Long-Range Coherent OFDR With Light Source Phase Noise Compensation,** *Journal of Lightwave Technology;* Vol. 30, Issue 8, pp. 1015-1024; 2012

54. M. Froggatt, S. Kreger, D. Gifford, and M. Wolfe, **High resolution interferometric optical frequency domain reflectometry (OFDR) beyond the laser coherent length**, *U.S. Patent* 7 515 276, Apr. 15, 2009

55. Z. Ding, X. S. Yao, T. Liu, Y. Du, **Long Measurement Range OFDR Beyond Laser Coherence Length,** *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 25, Issue: 2), Dec. 2012

56. Raman Kashyap, **Fiber Bragg Gratings (2nde ed.)**, *Elsevier Inc.*, 2010

57. K.O. Hill, D.C. Johnson, and B.S. Kawasaki, **Photosensivity in optical fiber waveguides: application to reflection filter fabrication**, *Appl. Phys. Lett*., 1978

58. G. Meltz, W. Morey, and W. Glenn, **Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method**, *Opt. Lett*., 1989

59. B. Zhang and M. Kahrizi, **High-Temperature Resistance Fiber Bragg Grating Temperature Sensor Fabrication**, *IEEE Sensors Journal*, vol. 7, No. 4, April 2007

60. G Laffont, R Cotillard and P Ferdinand, **Multiplexed regenerated fiber Bragg gratings for high-temperature measurement**, *IOP Publishing Ltd*, 2013

61. L.-H. Kang, D.-K. Kim, J.-H. Han, **Estimation of dynamic structural displacements using fiber Bragg grating strain sensors**, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 305, Issue 3, 2007, pp. 534–542

62. S. Magne, S. Rougeault, M. Vilela, and Pierre Ferdinand, **State-of-strain evaluation with fiber Bragg grating rosettes: application to discrimination between strain and temperature effects in fiber sensors**, *Applied Optics*, Vol. 36,Issue 36, pp. 9437-9447 (1997)

63. H. Zhang, S. M. Eaton, and P. R. Herman, **Single-step writing of Bragg grating waveguides in fused silica with an externally modulated femtosecond fiber laser**, *Optics Letters*, Vol. 32, Issue 17, pp. 2559-2561 (2007)

64. S. J. Mihailov, C. W. Smelser, Dan Grobnic, R. B. Walker, Ping Lu, Huimin Ding, and James Unruh, **Bragg Gratings Written in All-SiO2 and Ge-Doped Core Fibers With 800-nm Femtosecond Radiation and a Phase Mask**, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 22, Issue 1, p. 94 (2004)

65. C. Crunelle, C. Caucheteur, M. Wuilpart, and P. Mégret, **Quasidistributed temperature sensor combining Fibre Bragg Gratings and temporal reflectometry technique interrogation**, *Optics and Lasers in Engineering* 47, 415–418 (2009)

66. K. Yüksel, V. Moeyaert, and M. Wuilpart, **Complete analysis of multi-reflection and spectral-shadowing crosstalks in a quasi-distributed fibre sensor interrogated by OFDR**, *IEEE Sensors Journal*, 2012

67. B. Zhang and M. Kahrizi, **High-Temperature Resistance Fiber Bragg Grating Temperature Sensor Fabrication**, *IEEE Sensors Journal*, vol. 7, N. 4, April 2007

68. G. Laffont, R. Cotillard and P. Ferdinand, **Multiplexed regenerated fiber Bragg gratings for high-temperature measurement**, *IOP Publishing Ltd*, 2013

69. V. Dewynter-Marty, P. Ferdinand, E. Bocherens, R. Carbone, H. Beranger, S. Bourasseau, M. Dupont, D. Balageas, **Embedded Fiber Bragg Grating Sensors for Industrial Composite Cure Monitoring**, *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, 1998

70. Lae-Hyong Kang, Dae-Kwan Kim, Jae-Hung Han, **Estimation of dynamic structural displacements using fiber Bragg grating strain sensors**, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 305, Issue 3, 2007, pp. 534–542

71. S. Magne, S. Rougeault, M. Vilela, and P. Ferdinand, **State-of-strain evaluation with fiber Bragg grating rosettes: application to discrimination between strain and temperature effects in fiber sensors**, *Applied Optics*, Vol. 36, Issue 36, pp. 9437-9447 (1997)

72. V.V Spirin, M.G. Shlyagin, S.V. Miridonov, F.J. Mendieta Jiménez, R.M. López Gutiérrez, **Fiber Bragg grating sensor for petroleum hydrocarbon leak detection**, *Optics and Lasers in Engineering*, Volume 32, Issue 5, Nov. 1999, pp. 497–503

73. D. A. Krohn, T. W. MacDougall, A. Mendez, **Fiber Optic Sensors: Fundamentals and Applications, Fourth Edition**, *SPIE PRESS BOOK*, 2015

74. M. Ramakrishnan, G. Rajan, Y. Semenova and G. Farrell, **Overview of Fiber Optic Sensor Technologies for Strain/Temperature Sensing Applications in Composite Materials**, *Sensors*, Jan. 2016

75. G. Bolognini, A. Hartog, **Raman-based fibre sensors: Trends and applications**, *Optical Fiber Technology* 19 (2013) pp. 678–688

76. G. Bolognini, J. Park, M. A. Soto, N. Park and F. Di Pasquale, **Analysis of distributed temperature sensing based on Raman scattering using OTDR coding and discrete Raman amplification**, *Measurement Science and Technology*, Vol. 18, No 10, pp. 3211-3218, 2007

77. M. G. Tanner, S. D. Dyer, B. Baek, R. H. Hadfield, and S. Woo Nam, **High-resolution single-mode fiber-optic distributed Raman sensor for absolute temperature measurement using superconducting nanowire single-photon detectors**, Appl. Phys. Lett. 99, 201110 (2011)

78. T. Horiguchi, T. Kurashima, and M. Tateda, **Tensile strain dependence of Brillouin frequency shift in silica optical fibers**, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 1, 107, 1989

79. V. Dewynter, S. Rougeault, S. Magne, P. Ferdinand, F. Vallon, L. Avallone, E. Vacher, M. De Broissia, C. Canepa and A. Poulain, **Tunnel Structural Health Monitoring with Brillouin Optical Fiber Distributed Sensing**, paper B-44 5th European Workshop on Structural-Health-Monitoring, 29th June – 2nd July 2010, Sorrento, Naples-Italy

80. H. Ohno, H. Naruse, M. Kihara, and A. Shimada, **Industrial Applications of the BOTDR Optical Fiber Strain Sensor**, *Optical Fiber Technology*, Vol. *7*, no. 1, pp. 45–64, 2001

81. S.C. Mukhopadhyay, **New Developments in Sensing Technology for Structural Health Monitoring**, *Springer*, 2011

82. M. A. Soto, G. Bolognini, and F. Di Pasquale, **Long-range simplex-coded BOTDA sensor over 120 km distance employing optical preamplification**, *Opt. Lett.* Vol. 36, No. 2 / Jan. 15, 2011

83. M. Froggatt and J. Moore, **High-spatial-resolution distributed strain measurement in optical fiber with Rayleigh scatter**, *Applied Optics*, Vol. 37, Issue 10, pp. 1735-1740 (1998)

84. M. Froggatt, B. Soller, D. Gifford, and M. Wolfe, **Correlation and keying of Rayleigh scatter for loss and temperature sensing in parallel optical networks**, *Optical Fiber Communication Conference, Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2004)*, paper PDP17

85. D. K. Gifford, B. J. Soller, M. S. Wolfe, M. E. Froggatt, **Distributed Fiber-Optic Temperature Sensing using Rayleigh Backscatter**, *Optical Communication*, 2005, Vol.3, pp. 511 – 512

86. D. K. Gifford, M. E. Froggatt, M. S. Wolfe, S. T. Kreger, **Millimeter Resolution Optical Reflectometry Over Up to Two Kilometers of Fiber Length**, 2007 IEEE *Avionics, Fiber-Optics and Photonics Technology Conference*, pp. 52-53, 2-5 Oct. 2007, Victoria, BC, Canada

87. John P. Dakin, **Distributed Optical Fiber Sensors**, *Proc. SPIE 1797, Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors II*, 76 (March 5, 1993)

88. D. K. Gifford, M. E. Froggatt, M. S. Wolfe, S. T. Kreger, **Millimeter Resolution Reflectometry Over Two Kilometers**, 2007 *Optical communication* (*ECOC*), pp. 1-3, Sep. 2007, Berlin, Germany

89. Luna Innovations Incorporated, **Optical Backscatter Reflectometer Luna OBR 4200 Data Sheet**, *LTOBR4200 REV. 003* 10/09/2012

90. Luna Innovations Incorporated, **Optical Backscatter Reflectometer Luna OBR 4400 Data Sheet**, *LTOBR4400 REV.004*, 03/18/2009

91. Luna Innovations Incorporated, **Optical Backscatter Reflectometer Luna OBR 4600 Data Sheet**, *LTOBR4600 REV. 004* 02/13/2014

92. Froggatt *et al.* **Apparatus and Method for Measuring Strain in Optical Fibers Using Rayleigh Scatter**, *US Patent*, Patent No 6,545,760 B1, 2003

93. Froggatt *et al*. **Identifying Optical Fiber Segments and Determining Caracteristics of an Optical Device under Test Based on Fiber Scatter Segment Pattern Data**, *US Patent*, Patent No 7,440,087 B2, 2008

94. S. Magne, **Etat de l'art des lasers a fibre, étude d'un laser a fibre dopée ytterbium et spectroscopie laser de fibres dopées,** *Thèse de Doctorat de l'Université de St Etienne*, 1993

95. E. Desurvire, D. Bayart, B. Desthieux, S. Bigo, **Erbium-doped fiber amplifiers: Device and System Developments**, *Wiley*, 2002

96. P. Ferdinand, **Capteurs à fibres optiques à réseaux de Bragg**, *Techniques de l'Ingénieur*, R 6735, pp. 1-24, déc. 1999

97. L. Maurin, P. Ferdinand, G. Laffont, N. Roussel, J. Boussoir et S. Rougeault, **High speed realtime contact measurements between a smart train pantograph with embedded fibre Bragg grating sensors and its overhead contact line**, *Structural Health Monitoring* 2007, Stanford, Palo Alto, CA, USA, Vol. 2, pp 1808-1815, edited by Fu-Kuo Chang, DESTech pub., http://www.destechpub.com/, ISBN 978-1-932078-71-8

98. **L. Maurin, P. Ferdinand, G. Laffont, N. Roussel, J. Boussoir et S. Rougeault,** Pantographe instrumenté de capteurs à réseaux de Bragg fibrés pour la surveillance de l'interface avec le fil de contact – Du concept de l'instrumentation aux essais TGV, **Colloque 2007 du club Contrôles et Mesures Optiques pour l'Industrie (CMOI), 20-23 nov. 2007, Arcachon,** France

99. N. Roussel et P. Ferdinand, **De la stabilité long terme des systèmes de mesure spectrale pour capteurs à réseaux de Bragg**, *JNOG'33, 33èmes Journées d'Optique Guidée*, Villetaneuse, 8-10 juillet 2013

100. N. Roussel, P. Ferdinand and L. Maurin, **Long term stability of spectral measurement systems for Fiber Bragg Grating sensors**, *APOS2013, the 4th Asia-Pacific Optical Sensors Conference*, Wuhan, China, 15-18th Oct. 2013.

101. J. P. Dakin, D. J. Pratt, G. W. Bibby, and J. N. **Ross, Distributed optical fibre Raman temperature sensor using a semiconductor light source and detector**, *Electronics Letters*, (*Institution of Engineering and Technology*, 1985), pp. 569-570.

102. P. Ferdinand, **Réseaux de capteurs à fibres optiques, Mesures et multiplexage**, *Techniques de l'Ingénieur*, R 460v2, mars 2008

103. P. Ferdinand, **Réseaux de capteurs à fibres optiques, Applications**, *Techniques de l'Ingénieur*, R 461, sept. 2008

104. Luna Innovations Incorporated, **Optical Backscatter Reflectometer Luna OBR 4400 User Guide**, *LTOBR4400 REV. 004*, 03/18/2009

105. A. Bertholds and D. Dandliker, **Determination of the individual strain-optic coefficient in single-mode optical fibers**, *J. Lightwave Technol*., 6(1): 17-20, 1988

106. Y. Mohanna, J-M. Sograin, J-C. Rousseau and P. Ledoux, **Relaxation of Internal Stresses in Optical Fibers,** *J. Lightw. Technol*., Vol. 8, No 12, Dec. 1990

107. S. Magne, **Capteurs à Fibres Optiques pour l'industrie, la médecine et les applications scientifiques & technologiques**, Mémoire de HDR, Université de Lille, 12 janvier 2011

108. E. Ternier, S. Magne, S. Rougeault et P. Ferdinand, **Caractérisation de réseaux de Bragg photo-inscrits dans les fibres optiques dopées azote pour la mesure des hautes températures,** *18èmes Journées Nationales d'Optique Guidée*, Marly-Le-Roy, 26-28 oct. 1998

109. E. Boldyreva, R. Cotillard, G. Laffont, P. Ferdinand, D. Cambet, J.-P. Jeannot, P. Charvet, S. Albaladéjo, G. Rodriguez, **Distributed temperature monitoring for liquid sodium leakage detection using OFDR-based Rayleigh backscattering,** *Proc. SPIE 9157, 23rd International Conference on Optical Fibre Sensors*, 91576N (June 2, 2014)

110. L. Maurin, P. Ferdinand, F. Non, S. Villanoga, **OFDR distributed strain measurements for SHM of hydrostatic stressed structures: an application to high pressure H2 storage type IV composite vessels,** *EWSHM - 7th European Workshop on Structural Health Monitoring*, July 2014

111. V. Lanticq, E. Bourgeois, P. Magnien, .L Dieleman, G. Vinceslas, A Sang and S Delepine-Lesoille, **Soil-embedded optical fiber sensing cable interrogated by Brillouin optical time-domain reflectometry (B-OTDR) and optical frequency-domain reflectometry (OFDR) for embedded cavity detection and sinkhole warning system,** *Measurement Science and Technology*, 20(3):034018, 2009

112. L. Maurin, S. Rougeault, V. Dewynter-Marty, J. Périsse, D. Villani, J.-R. Macé, and P. Ferdinand, **OFDR distributed temperature and strain measurements with Optical Fibre Sensing cables: application to drain pipeline monitoring in a Nuclear Power Plant,** *EWSHM - 7th European Workshop on Structural Health Monitoring*, July 2014

113. S. Magne, et P. Ferdinand, **Système de mesure distribuée des courbures d'une structure,** *Patent of invention* FR 2867 561 B1 & US 2008/0204706 (2004).

114. D. Sporea, A. Sporea, S. O'Keeffe, D. McCarthy and E. Lewis, **Optical Fibers and Optical Fiber Sensors Used in Radiation Monitoring,** *Electrical and Electronic Engineering "Selected Topics on Optical Fiber Technology"*, Feb. 2012

115. A. Faustov, A. Gusarov, M. Wuilpart, A.A. Fotiadi, L.B. Liokumovich, O.I. Kotov, I. O. Zolotovskiy, A. L. Tomashuk, T. Deschoutheete, P. Mégret, **Distributed optical fibre temperature measurements in a low dose rate radiation environment based on Rayleigh backscattering,** *Proc. SPIE 8439, Optical Sensing and Detection II*, 84390C (9 May 2012)

116. D. Kiesewetter, K. Korotkov, V. I. Malyugin, **The Automated System for Collection, Processing and Transmission of Data for Training and Competitive Process in Ski Jumping,** *NEW2AN* 2015.

117. C. Marlagrange, C. Riccolleau, F. Lefaucheux, **Symmétrie et proprieties physiques des christaux,** *EDP Science*, 2011

118. R. Lévy, J.M. Jonathan, **Optique non-linéaire et ses matériaux,** *EDP Science*, 2000

119. K. Yuksel, M. Wuilpart, P. Mégret, **Analysis and suppression of nonlinear frequency modulation in an optical frequency-domain reflectometer,** *Optics Express*, Vol. 17, Issue 7, pp. 5845-5851, 2009

120. T.-J. Ahn and D. Kim, **Analysis of nonlinear frequency sweep in high-speed tunable laser sources using selfhomodyne measurement and Hilbert transformation,** *Appl. Opt.* 46, 2394–2400, 2007

121. A.Tikhonov, A Samarsky, **Equations de physique mathématique,** *édition de l'Université d'Etat de Moscou*, 1999 (en russe)

122. S. Revina, L. Sazonov, O. Tsyvenkova, **Problèmes et équations de physique mathématique,** *édition de l'Université d'Etat de Moscou*, 1998 (en russe)

123. A. Svechnikov, A. Bogoliubov, V. Kravtsov, **Séminaires de la physique mathématique,** *édition de l'Université d'Etat de Moscou*, 1993 (en russe)

Annexe A – Résolution théorique des problèmes du calcul scientifique associés

A.1 Calcul du déphasage des interféromètres sans utilisation des fonctions complexes

Souvent il vaut mieux d'éviter le traitement des données qui demande d'opérer avec les fonctions complexes. C'est le cas pour le calcul du déphasage des interféromètres LM et DUT.
La transformée de Fourier de la dérivée du déphasage de l'interféromètre LM est calculée selon la formule (2.24) où la fonction de transfert de l'interféromètre est complexe. Afin de pouvoir calculer la phase du laser sans utiliser les fonctions complexes on va développer la fonction inverse à la fonction de transfert de la dérivée de phase du laser en série de Taylor en mettant le délai dans le bras de signal égal à zéro ($\tau_{sLM} = 0$) :

$$H_{LMd}^{-1}(\omega) = \frac{1}{\tau_{rLM}} - \frac{i\omega}{2} - \frac{\tau_{rLM}\omega^2}{12} - \frac{\tau_{rLM}^3\omega^4}{720} - \frac{\tau_{rLM}^5\omega^6}{30240} \tag{3.1}$$

Ainsi le spectre de la dérivée de la phase du laser est :

$$\Phi_d(\omega) = \left(\frac{1}{\tau_{rLM}} - \frac{i\omega}{2} - \frac{\tau_{rLM}\omega^2}{12} - \frac{\tau_{rLM}^3\omega^4}{720} - \frac{\tau_{rLM}^5\omega^6}{30240}\right)\Theta_{LM}(\omega) \tag{3.2}$$

Soit dans le domaine temporel la dérivée de la phase du laser est :

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{1}{\tau_{rLM}}\theta_{LM} - \frac{1}{2}\frac{d\theta_{LM}}{dt} + \frac{\tau_{rLM}}{12}\frac{d^2\theta_{LM}}{dt^2} - \frac{\tau_{rLM}^3}{720}\frac{d^4\theta_{LM}}{dt^4} - \frac{\tau_{rLM}^5}{30240}\frac{d^6\theta_{LM}}{dt^6} \tag{3.3}$$

Le déphasage entre les bras de l'interféromètre DUT est :

$$\theta(t) = \varphi(t - \tau_s - \tau_{DUT}) - \varphi(t - \tau_r) \tag{3.4}$$

où τ_{DUT} est le retard introduit par la fibre de teste ;
τ_s est le retard introduit par le bras de signal ;
τ_r est le retard introduit par le bras de référence.

On va prendre la transformée de Fourier la dérivée de ce déphasage :

$$\Theta_d(\omega) = \Phi_d(\omega)\left(e^{-i\omega(\tau_s+\tau_{DUT})} - e^{-i\omega\tau_r}\right) \tag{3.5}$$

où $\Theta_d(\omega)$ est le spectre de la dérivée du déphasage ;
$\Phi_d(\omega)$ est le spectre de la dérivée de phase du laser.

On voit selon l'équation (3.5) que la fonction de transfert de l'interféromètre DUT est suivante :

$$H_{DUT}(\omega) = e^{-i\omega(\tau_s+\tau_{DUT})} - e^{-i\omega\tau_r} \tag{3.6}$$

Soit la réponse impulsionnelle de l'interféromètre DUT est :

$$h_{DUT}(t) = \delta\big(t - (\tau_s + \tau_{DUT})\big) - \delta(t - \tau_r) \quad (3.7)$$

où δ est la fonction de Dirac.

Ainsi le déphasage entre les bras de l'interféromètre DUT est :

$$\theta_{DUT}(t) = \varphi(t) * h_{DUT}(t) \quad (3.8)$$

Après la convolution avec la réponse impulsionnelle en prenant en compte l'échantillonnage $t = q/f_s$ où f_s est la fréquence d'échantillonnage :

$$\theta_{DUT}(q) = \varphi\big((\tau_s + \tau_{DUT})f_s\big) - \varphi(\tau_r f_s) \quad (3.9)$$

On voit donc qu'il est possible de calculer le déphasage de l'interféromètre DUT en utilisant le registre à décalage.

Annexe B – Diagrammes du programme de traitement de signal et des sous-programmes associés

Cette annexe contient les diagrammes des programmes élaborés au cours de la présente thèse.

Un diagramme schématique de l'algorithme du traitement est présenté ci-dessous.

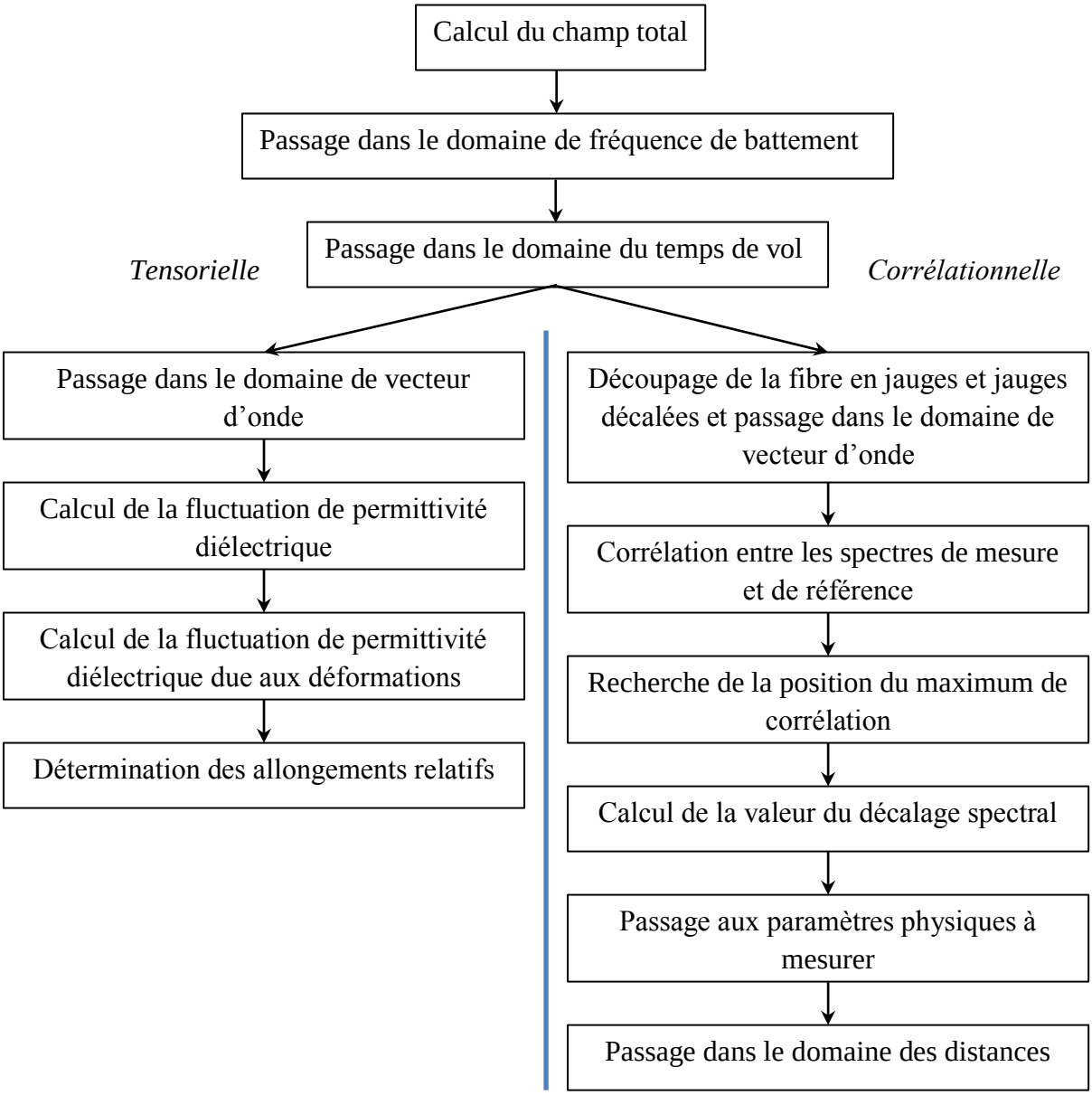


Figure B.1 – Algorithme de traitement de signal

Annexe B – Diagrammes du programme de traitement de signal et des programmes associés

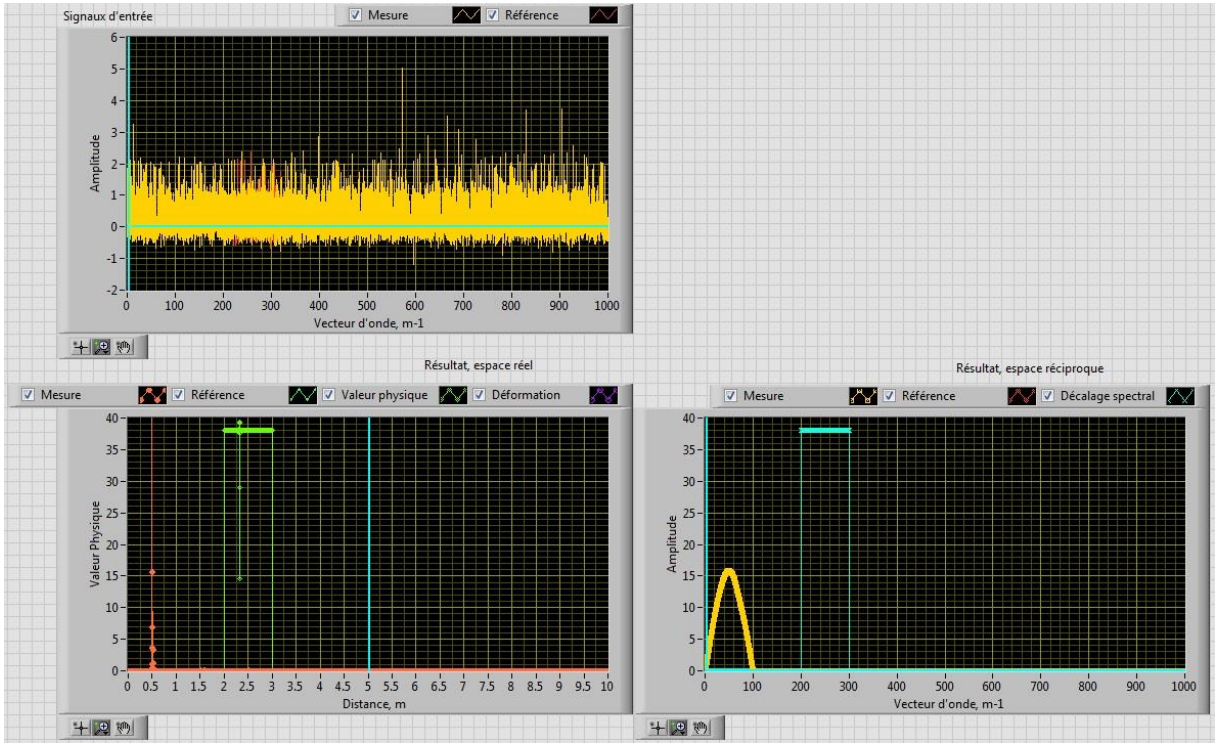


Figure B.2 – Face-avant du programme de simulation

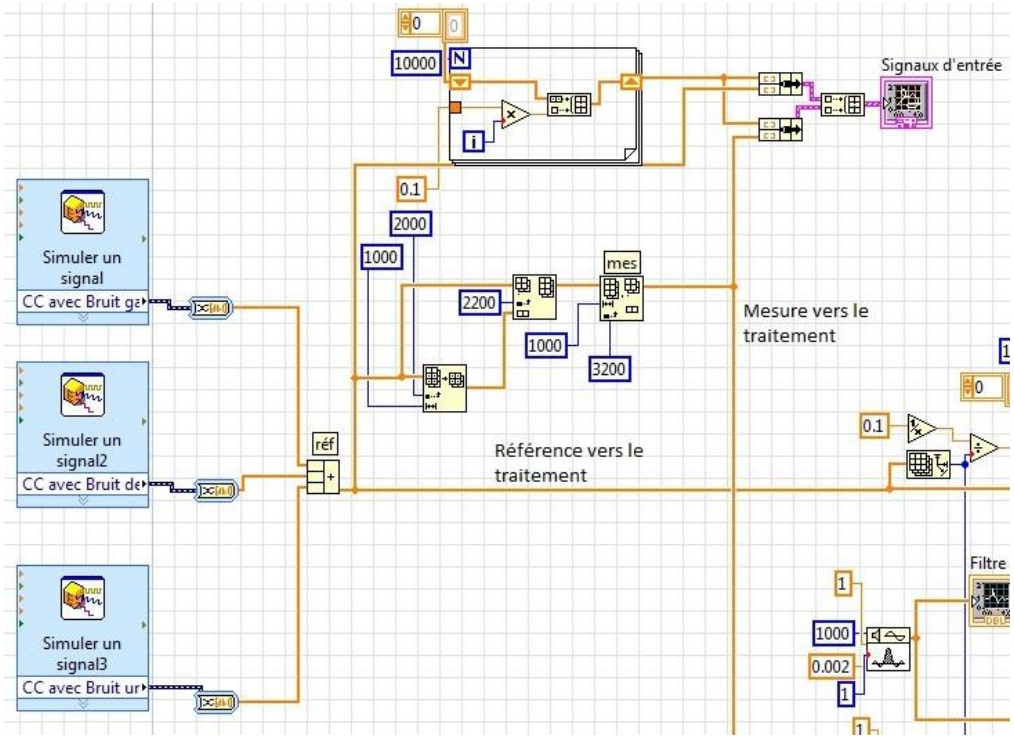


Figure B.3 – Création des signaux de test

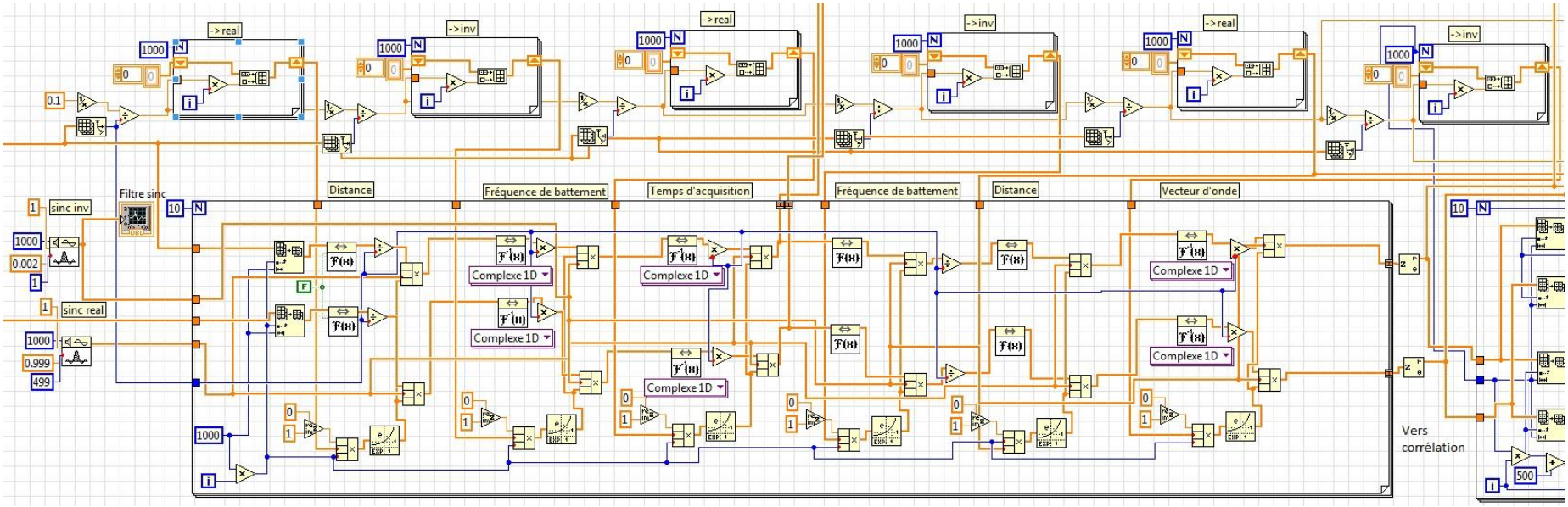


Figure B.4 – Traitement des signaux pour le passage dans les domaines d'intérêt : vecteur d'onde → Distance → Fréquence de battement → Temps d'acquisition (signaux d'entrée du système) → Fréquence de battement → Distance → Vecteur d'onde

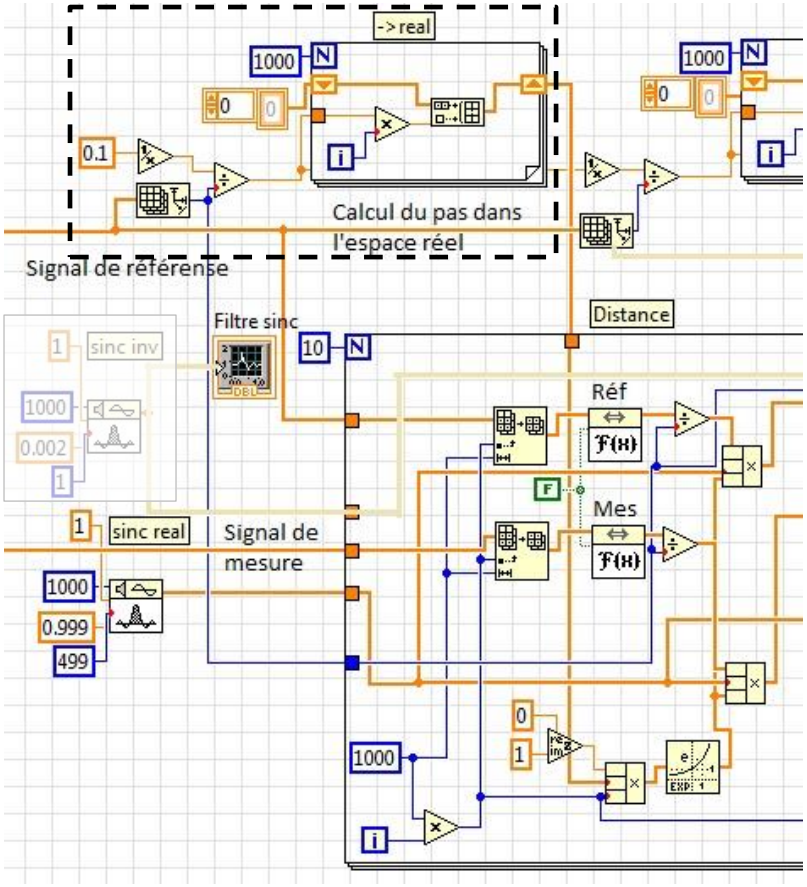


Figure B.5 – Diagramme détaillé d'un passage dans le domaine de distance (espace réel)

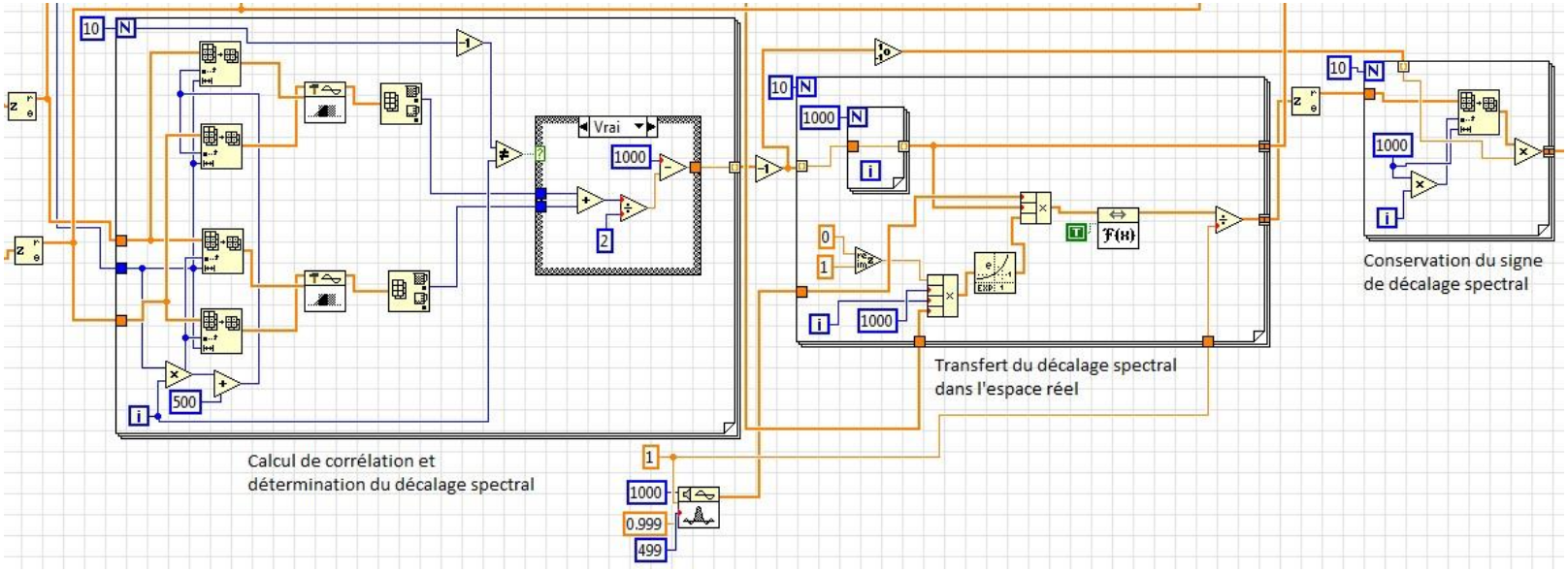


Figure B.6 – Calcul de corrélation, recherche de la position de son maximum et détermination du décalage spectral associé avec le transfert du résultat dans l'espace réel

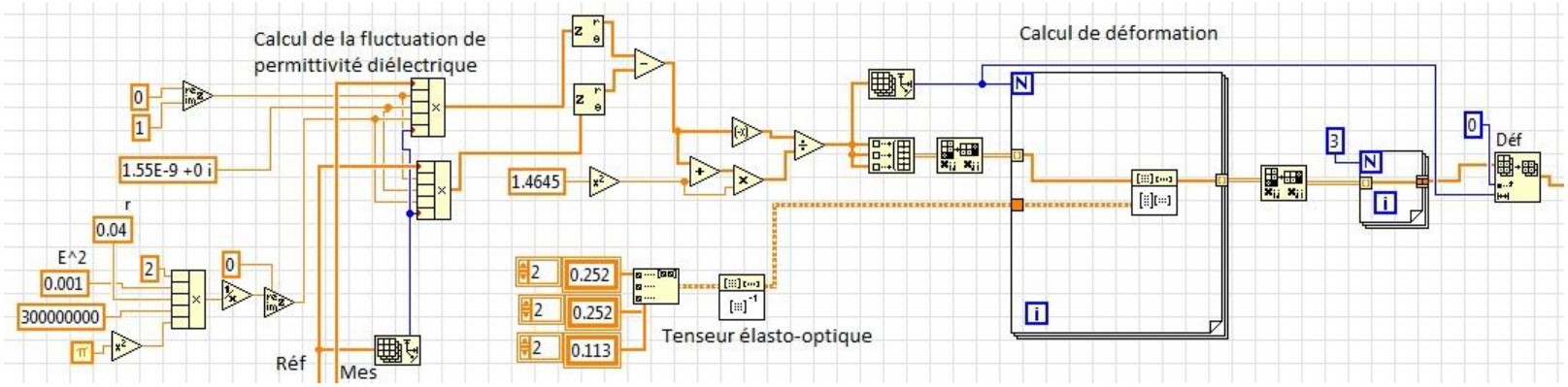


Figure B.7 – Calcul de déformation par la méthode tensorielle