

Titre: Reconstruction 3D de la forme d'aiguilles chirurgicales en utilisant
Title: la réflectométrie fréquentielle dans des fibres optiques

Auteur: François Parent
Author:

Date: 2016

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Parent, F. (2016). Reconstruction 3D de la forme d'aiguilles chirurgicales en
utilisant la réflectométrie fréquentielle dans des fibres optiques [Mémoire de
maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
<https://publications.polymtl.ca/2126/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/2126/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Raman Kashyap, & Samuel Kadoury
Advisors:

Programme: Génie physique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

RECONSTRUCTION 3D DE LA FORME D'AIGUILLES CHIRURGICALES EN UTILISANT
LA RÉFLECTOMÉTRIE FRÉQUENTIELLE DANS DES FIBRES OPTIQUES

FRANÇOIS PARENT

DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE PHYSIQUE)

AVRIL 2016

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

RECONSTRUCTION 3D DE LA FORME D'AIGUILLES CHIRURGICALES EN UTILISANT
LA RÉFLECTOMÉTRIE FRÉQUENTIELLE DANS DES FIBRES OPTIQUES

présenté par : PARENT François

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. MEUNIER Michel, Ph. D., président

M. KASHYAP Raman, Ph. D., membre et directeur de recherche

M. KADOURY Samuel, Ph. D., membre et codirecteur de recherche

M. FRANCOEUR Sébastien, Ph. D., membre

REMERCIEMENTS

Je tiens premièrement à remercier mon directeur de recherche, Pr. Raman Kahyap, ainsi que mon codirecteur, Pr. Samuel Kadoury, pour le support et l'aide qu'ils m'ont apporté tout au long de ma maîtrise.

Je tiens également à remercier mes collègues, Koushik Kanti Mandal, Jean-Sébastien Boisvert, Victor Lambin Iezzi, Jérôme Lapointe, Elton Soares de Lima Filho, Mathieu Gagné, et plus spécifiquement Sébastien Loranger pour m'avoir supporté moralement et m'avoir donné de judicieux conseils quant à l'orientation, l'approche et l'avancement de mon projet de recherche.

Pour le support moral, je tiens à souligner l'appui de mes proches, amis, frères, ma mère, mon père, ma copine et son enfant. Chacun d'eux a contribué de près ou de loin à faire de moi une meilleure personne et un meilleur chercheur de par le développement de mon autonomie, de mes responsabilités et de mon esprit critique.

Finalement, je tiens à remercier profondément le support financier reçu au cours de mon projet de recherche, plus particulièrement le Fonds de Recherche Nature et Technologies du Québec (FRQNT), Raman Kashyap, Samuel Kadoury et mon père, Robert Parent.

Ma réussite se base sans l'ombre d'un doute sur la contribution de chacun d'entre vous et je vous en remercie.

RÉSUMÉ

L'objectif principal de ce projet de recherche est d'effectuer de la reconstruction de forme d'aiguilles chirurgicales en insérant des fibres optiques à l'intérieur. En mesurant les contraintes le long des fibres optiques, on peut facilement obtenir la courbure des fibres. Trois fibres sont donc utilisées, collées dans une géométrie triangulaire de manière à ce que la différence entre leur courbure fournit l'information nécessaire, avec une résolution plus élevée, pour orienter cette courbure dans un espace tridimensionnel. Puisque la méthode utilisée se base uniquement sur l'utilisation de fibres optiques, on peut extrapoler les possibles applications à des cathéters, des colonoscopes, ou n'importe quels instruments chirurgicaux minimalement invasifs dont la position dans le corps est importante à connaître pour maximiser les chances de succès de l'intervention chirurgicale ou éviter des perforations à l'intérieur du corps.

Jusqu'à présent, l'approche la plus répandue pour ce genre d'applications est l'utilisation de réseaux de Bragg (« fibre Bragg grating » : FBG) pour mesurer la tension dans la fibre. La meilleure précision recensée dans la littérature avec cette approche est d'environ **0.28mm**, qui correspond à l'erreur moyenne de la position du bout de l'aiguille. Pour obtenir cette précision, deux senseurs sont utilisés et chaque senseur comporte trois réseaux de Bragg, soit un dans chacune des trois fibres utilisées (donc un total de six FBGs). Plusieurs études ont été effectuées sur des dispositifs semblables, comportant plus ou moins de FBGs séparés de distances différentes. La plupart de ces études recensent des précisions sur la reconstruction de forme de l'ordre de quelques millimètres. Cela étant dit, cette approche pour mesurer la tension dans les fibres est discrète ; l'information sur la tension est donc obtenue uniquement aux endroits où les réseaux de Bragg sont inscrits et des approximations sont nécessaires pour reconstruire la forme complète de l'aiguille.

Ce projet de recherche suggère donc l'utilisation d'une approche sensorielle peu étudiée jusqu'à présent pour ce type d'applications. Cette approche, contrairement aux FBGs, est pleinement distribuée. Notre hypothèse de départ est donc qu'en effectuant des mesures de contraintes de manières distribuées, une meilleure précision peut être obtenue sur la reconstruction de la forme d'instruments chirurgicaux minimalement invasifs puisqu'elle n'implique plus l'utilisation d'approximations.

Cette approche distribuée se base sur la réflectométrie dans le domaine fréquentiel (OFDR), une méthode interférométrique fréquemment utilisée pour mesurer l'atténuation le long des fibres optiques. L'OFDR se base sur la diffusion Rayleigh, qui elle, est due à la présence de défauts dans le cœur des fibres. On envoie donc un signal dont la fréquence varie dans le temps et par des méthodes interférométriques, l'amplitude complexe du signal rétrodiffusé en fonction de la position le long de la fibre est obtenue. En effectuant une transformée de Fourier de cette amplitude complexe, on peut calculer le spectre (réponse fréquentielle) du signal qui est réfléchi par une très petite zone de la fibre (Δx), zone qui correspond à la résolution spatiale du senseur de tensions basé sur l'OFDR. Il a alors été démontré que lorsque la fibre est soumise à des contraintes, le spectre se déplace vers des longueurs d'onde plus courtes ou plus longues, dépendamment si la fibre est en tension ou en compression. En mesurant ce déplacement spectral, on peut quantifier la tension le long de la fibre puisque ces deux valeurs sont directement proportionnelles. On obtient donc un senseur de contrainte pleinement distribué.

À l'aide de cette approche sensorielle, la reconstruction de forme d'aiguilles chirurgicales a été effectuée par des expériences purement *in vitro*. Un modèle géométrique, élaboré par un autre groupe de recherche, a été utilisé afin de convertir les mesures de contraintes en mesures de positions et ainsi obtenir la forme de l'aiguille. En utilisant des fibres monomodes standards (SMF), nous avons obtenu une précision maximale de 0.9 ± 0.3 mm sur toute la longueur de l'aiguille pour un déplacement du bout de l'aiguille de 6.35 mm. À noter que selon toute vraisemblance, cette précision est nettement suffisante pour des applications cliniques. Dans les travaux présentés ici, elle tend cependant à se dégrader légèrement lorsque la courbure de l'aiguille augmente.

Notre seconde hypothèse est que l'utilisation de fibres optiques ayant un coefficient de diffusion Rayleigh plus grand mène à une meilleure précision. Pour vérifier cette hypothèse, la précision a été comparée avec trois types de fibres différents, soit la SMF, une fibre photosensible dopée au germanium et au bore (Redfern) et une fibre SMF exposée à un faisceau ultraviolet (UV) focalisé de manière à augmenter le nombre de défauts dans le cœur et, par le fait même, le coefficient de diffusion Rayleigh. La précision maximale atteinte sur la reconstruction de forme a ainsi été améliorée, passant de 0.9 ± 0.3 mm pour la SMF, à 0.6 ± 0.2 mm pour la fibre présentant le plus haut taux de diffusion Rayleigh, soit la SMF exposée aux UVs. Cette augmentation de la précision est

définitivement notre plus grande contribution à ce projet de recherche. À noter que la précision atteinte dans le cadre de ce projet de recherche est légèrement inférieure à la meilleure précision recensée à l'aide des FBGs (0.28mm). Cela étant dit, l'approche expérimentale utilisant une méthode sensorielle distribuée (OFDR) comporte quelques sources d'erreurs qui, une fois corrigées, nous laisse croire qu'une meilleure précision pourrait être obtenue. Ces sources d'erreurs seront détaillées tout au long de ce document.

ABSTRACT

The main objective of the research project is to track the shape of minimally invasive surgical tools (mainly needles) by inserting optical fibers into them. By measuring the strain along the fibers, we can easily relate it to the curvature of the fibers. Using three fibers glued together in a triangular geometry, the difference in the measured curvature of each fiber allows one to orientate the curvature in a 3D frame. Since the approach for shape tracking is strictly based on the insertion of optical fibers inside the restricted space available in minimally invasive surgical tools, it can be used with many types of surgical tools such as catheter needles, colonoscopes, or any other remotely controlled instrument. The knowledge of the position of the device inside the human body is of paramount importance to maximise the success of the intervention.

Up to now, the most studied approach for shape tracking using optical fibers is based on fiber Bragg gratings (FBGs), which are useful devices to measure the strain in fibers. To the best of our knowledge, the best precision reached in the literature based on FBGs is $\sim 0.28\text{mm}$, corresponding to the accuracy in the predicted needle tip position. To reach this precision, two sensors were used, each one containing a set of three fibres with 3 FBGs (one in each fiber) for a total of 6 FBGs. More studies have been made using similar devices, with more or less number of FBG sensors separated by different distances. Most of these studies achieve an accuracy in the order of few millimeters. However, this approach to measure strain along the fibers is completely discrete since the strain is only known at the positions where the FBGs are located. Approximations are thus necessary to extrapolate the strains to recover the whole shape of the needle.

This project suggests a truly distributed approach, different to the discrete FBGs technique, which has received little attention up to now for this type of applications. Our first hypothesis is that the precision of the shape tracking can be enhanced by using truly distributed strain sensing (instead of discrete sensing) since approximations are not needed to obtain the shape of the entire needle.

This approach is based on optical frequency domain reflectometry (OFDR), which is an interferometric method frequently used to measure the attenuation along fibers. Indeed, OFDR is based on Rayleigh scattering, which is caused by a random distribution of refractive index on a microscopic scale in the fiber core. A frequency swept signal is thus sent inside a fiber and by

measuring the frequency of an interference signal, the complex amplitude of the backscattered signal as a function of the position along the fiber can be measured. By doing a Fourier transform of this signal, the spectrum of the reflected signal can be measured for small sections of the fiber (Δx), which correspond to the spatial resolution of the strain sensing approach based on OFDR. When the fibers undergo strain, this spectrum shift to shorter or longer wavelengths, depending on whether the fiber is stressed or compressed. By measuring the spectral shift, the strain along the fiber can be quantified since these values are directly proportional, which leads to a truly distributed strain sensor.

Using this approach, shape tracking of surgical needles has been performed strictly *in vitro*. A geometric model based on the work of another research group has been used to transform the sensed strain to shape sensing. Using single mode fibers (SMF), a maximum accuracy of 0.9 ± 0.3 mm over the *entire* needle shape for a tip deflection of 6.35 mm has been obtained, which is clearly enough for clinical applications. However, we note that in the present work, this accuracy decreases as the curvature of the needle increases.

Our second hypothesis is that using optical fibers with higher Rayleigh scattering coefficient can allow one to reach higher accuracy. To verify this hypothesis, the accuracy of such devices using three different types of fibers has been compared. These fibers are SMF, Germanium Boron doped photosensitive fibers (Redfern) and UV exposed SMF. By UV exposing SMF, it has been shown that Rayleigh scattering can be considerably enhanced. The maximal accuracy obtained has thus passed from 0.9 ± 0.3 mm for SMF to 0.6 ± 0.2 mm for UV exposed SMF, which is the fiber that showed the higher amount of Rayleigh scatter. This enhancement is the accuracy of the device is clearly our most valuable contribution to this field of research.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS	III
RÉSUMÉ	IV
ABSTRACT.....	VII
TABLE DES MATIÈRES	IX
LISTE DES TABLEAUX.....	XI
LISTE DES FIGURES	XII
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	XVI
LISTE DES ANNEXES	XVIII
CHAPITRE 1 INTRODUCTION	1
CHAPITRE 2 REVUE DE LA LITTÉRATURE	7
2.1 Senseur de contrainte dans les fibres optiques.....	7
2.1.1 Diffusion Brillouin.....	9
2.1.2 Diffusion Rayleigh.....	14
2.1.3 Réseaux de Bragg	19
2.2 Reconstruction de la forme de fibres optiques.....	23
CHAPITRE 3 THÉORIE	33
3.1 Senseur de contrainte basé sur l'OFDR	33
3.2 Modèle géométrique pour la reconstruction de formes 3D	38
3.3 Méthode de validation.....	45
CHAPITRE 4 MÉTHODOLOGIE.....	50
4.1 Fabrication des triplets de fibres	50
4.2 Caractérisation des triplets de fibres	52
4.3 OFDR.....	54

4.3.1	Interrogateur et montage expérimental	56
4.3.2	Augmentation de la diffusion Rayleigh	58
CHAPITRE 5	RÉSULTATS ET DISCUSSION	61
5.1	Caractérisation des triplets de fibres	61
5.2	Précision de la reconstruction de forme	66
5.2.1	Augmentation de la diffusion Rayleigh	76
5.2.2	Optimisation de la précision	82
CHAPITRE 6	CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS	85
6.1	LISTE DE MES PUBLICATIONS	88
BIBLIOGRAPHIE	90	
ANNEXE	97	

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1 : Résumé des approches envisageables pour mesurer la contrainte (courbure) des fibres de manières distribuées ou quasi distribuées	22
Tableau 5.1: Résumé des valeurs moyennes permettant de caractériser les triplets de fibres utilisés	65
Tableau 5.2 : Résumé des précisions obtenues en fonction de l'amplitude de la déformation de l'aiguille.....	72
Tableau 5.3 : Résumé des précisions obtenues avec les trois triplets de fibres de nature différente.	
.....	80

LISTE DES FIGURES

Figure 2.1 : Représentation graphique des trois types de diffusions possibles.....	8
Figure 2.2 : Schéma décrivant la diffusion Brillouin spontanée.....	9
Figure 2.3 : Principe de fonctionnement du BOTDR[41].....	11
Figure 2.4 : Principe de fonctionnement du BOTDA [41]. ..	12
Figure 2.5 : Schéma illustrant le processus de diffusion élastique (Rayleigh) dans une fibre optique (schéma adapté de [38])......	14
Figure 2.6 : Principe de la réflectométrie dans le domaine fréquentiel (OFDR) menant vers un senseur de contraintes distribué	16
Figure 2.7 : Schéma illustrant le traitement de données menant de l'OFDR à un senseur de contraintes pleinement distribué.....	18
Figure 2.8: Principe d'écriture de réseaux de Bragg basé sur un interféromètre de Talbot [61]. ..	20
Figure 2.9 : Schéma expérimental permettant de mesurer l'amplitude et l'orientation de la courbure d'une fibre multicoeur [72].	24
Figure 2.10 : Principe permettant de mesurer à la fois l'amplitude et l'orientation de la courbure d'un triplet de fibre grâce aux senseurs de contraintes basées sur les FBGs.	25
Figure 2.11 : Disposition des fibres et des FBGs pour la configuration suggérer par Yi <i>et al.</i> [78]	26
Figure 2.12 : Disposition des fibres et des FBGs suggérés par Park <i>et al.</i> [82] effectué grâce à l'usinage fait sur mesure d'une aiguille chirurgicale.....	28
Figure 2.13 : Représentation d'un triplet de fibres et identification des paramètres visées par l'analyse d'erreurs proposée par van der Heiden <i>et al.</i> [86].	29
Figure 2.14 : Méthode de calibration proposée par Kemp <i>et al.</i> [88] pour caractériser la géométrie du triplet de fibres.	30
Figure 3.1 : Schéma illustrant les paramètres impliqués dans le processus d'obtention de la contrainte distribuée dans la fibre.....	38

Figure 3.2 : Rappel de la figure 2.7 illustrant le traitement de données nécessaire à l'obtention des contraintes le long de la fibre.....	39
Figure 3.3 : Schéma illustrant la position du système d'axes (x',y',z') (schéma adapté de [81]) ..	40
Figure 3.4 : Schéma montrant, avec une vue de haut parallèle à l'axe de rotation, une section du triplet de fibre soumise à une contrainte, donc subissant une déformation\courbure (schéma adapté de [81]). ..	41
Figure 3.5 : Coupe transverse du triplet de fibre lorsque celui-ci est déformé\courbé (ε) selon un axe de rotation arbitraire (schéma adapté de [81]).....	42
Figure 3.6 : Vue d'ensemble de déformation de la section du triplet selon son système d'axes (x',y',z') permettant de déterminer la position du bout de ce segment (schéma adapté de [81]).....	43
Figure 3.7 : Exemple de photo prise de haut (a) et latéralement (b) provenant des caméras utilisées pour valider la position et la forme de l'aiguille chirurgicale	46
Figure 3.8 : Schématisation de la déformation de l'aiguille lorsqu'une force est appliquée à son extrémité. Cette figure facilite la compréhension du modèle mathématique proposé par la théorie des poutres.	47
Figure 4.1 : Schéma du montage expérimental fait sur mesure permettant de construire les triplets de fibres de manière uniforme et répétable.....	51
Figure 4.2 : Schéma de l'une des plaques centrales vu de face.....	52
Figure 4.3 : Montage expérimental final une fois fabriqué.	52
Figure 4.4 : Montage expérimental utilisé lors de la procédure de la caractérisation des triplets de fibres.....	53
Figure 4.5 : Montage expérimental permettant de déplacer le bout de l'aiguille de manière continue selon un axe (X) et discrète selon l'autre axe Y (on considère ici l'axe Z comme l'axe parallèle à l'aiguille)	55
Figure 4.6 : Dimension du fantôme utilisé pour déplacer le bout de l'aiguille.....	56
Figure 4.7 : Schéma du montage expérimental utilisé.....	57

Figure 4.8 : Schéma du montage expérimental utilisé pour effectuer l'exposition UV des fibres optiques.....	60
Figure 5.1 : Exemple typique de l'étude de la tension dans les trois fibres à la position z_i le long du triplet de fibres lorsque le triplet tourne à l'intérieur de l'aiguille déformée.....	62
Figure 5.2 : Évaluation des angles relatifs entre chaque fibre formant le triplet.....	63
Figure 5.3 : Distance entre le centre du triplet et les fibres selon la position le long de l'aiguille	63
Figure 5.4 : Mise en évidence de l'effet de la friction sur les résultats obtenus.	64
Figure 5.5 : Illustration des étapes à suivre précédemment à l'obtention de la forme de l'aiguille. a) Rappel du traitement de données effectué par l'OBR tel qu'illustré à la figure 2.9. b) Première information fournit par l'OBR correspondant à la puissance du signal rétrodiffusé en fonction de la position le long de l'aiguille. C) Résultat final fourni par l'OBR illustrant la contrainte le long de l'une des trois fibres du triplet.....	67
Figure 5.6 : Résultats de la reconstruction de forme d'une aiguille déformée tel que décrit dans la section 4.3. a) Rappel du montage expérimental utilisé b) Rappel du fantôme utilisé pour déformer l'aiguille. Les cercles illustrent le trou utilisé pour déformer l'aiguille et la couleur des cercles correspond à la couleur des courbes de c). c) Résultats obtenus suite à la reconstruction de forme.....	68
Figure 5.7 : Illustration des résultats obtenus pour les 40 trous du fantôme, donc pour 40 déformations différentes de l'aiguille.....	69
Figure 5.8 : Résultats obtenus tels que présentés à la Figure 5.7, mais avec une vue de haut (plan XY). On peut ainsi comprendre plus facilement le processus de calibration développé.....	70
Figure 5.9 : Quantification de la précision de notre approche pour faire la reconstruction de forme. À gauche, une illustration du fantôme utilisé permet de comprendre quels trous ont été considérés afin d'obtenir une valeur moyenne telle qu'illustrée sur le graphique de droite.....	71
Figure 5.10 : Évaluation quantitative de la précision obtenue en considérant uniquement le bout de l'aiguille	72
Figure 5.11 : Schéma illustrant la principale source d'erreur de notre approche.....	75

Figure 5.12 : Comparaison de l'amplitude du signal rétrodiffusé pour la SMF et la Redfern	77
Figure 5.13 : Comparaison de l'amplitude du signal rétrodiffusé entre les trois types de fibres utilisées	79
Figure 5.14 : Précision obtenue selon le triplet de fibres utilisé.....	79
Figure 5.15 : Étude de la précision obtenue en fonction de la résolution spatiale du senseur de contrainte.....	83
Figure 6.1 : Illustration de la reconstruction de forme lorsque l'aiguille subit une déformation arbitraire au lieu d'un déplacement unidirectionnel du bout de l'aiguille.	97

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

La liste des sigles et abréviations présente, dans l'ordre alphabétique, les sigles et abréviations utilisés dans le mémoire ou la thèse ainsi que leur signification. En voici quelques exemples :

AWG	Arrayed Waveguide Gratings
BBS	Broad Band Source
BOFDA	Brillouin Optical Frequency Domain Analysis
BOTDA	Brillouin Optical Time Domain Analysis
BOTDR	Brillouin Optical Time Domain Reflectometry
CT	Computed Tomography
CW	Continuous Wave
DRF	Dynamic reference frame
EMTS	Electromagnetic tracking systems
FBG	Fiber Bragg Grating
FC-APC	Fiber connector-Angled physical contact
FFT	Fast Fourier Transform
FUT	Fiber Under Test
FWM	Four Waves Mixing
IRM	Imagerie par résonance magnétique
RFA	Radio frequency ablation
OBR	Optical Backscattering Reflectometer
OFDR	Optical Frequency Domain Reflectometry
OTDR	Optical Time Domain Reflectometry
OTS	Optical tracking systems
RMS	Root Mean Square

SBS	Stimulated Brillouin Scattering
SMF	Single Mode Fiber
UVE-SMF	UV exposed-Single Mode Fibers

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE A	97
----------------	----

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

Depuis une cinquantaine d'années, les avancées effectuées dans le domaine biomédical afin d'améliorer le taux de réussite des interventions chirurgicales sont innombrables. Que ce soit pour le traitement de tumeurs, de pathologie cérébrale, de blessures musculaires, le contrôle de la pression sanguine dans les vaisseaux, le transfert d'organes ou simplement pour établir un diagnostic, le nombre de chirurgies effectuées de nos jours est très grand. C'est pourquoi un grand nombre de groupe de recherches se sont penchés sur l'amélioration des techniques de chirurgie et des procédures d'imageries, afin de faciliter le travail des chirurgiens et, par le fait même, minimiser les risques qui pourraient dégrader la santé du patient. Aujourd'hui, les chirurgies sont évidemment loin de ce qu'elles étaient il y a une cinquantaine d'années et certaines d'entre elles sont même rendues banales tant les risques de complications sont faibles. Afin de participer à la minimisation de ces risques, notre groupe de recherche s'est penché sur les améliorations possibles pouvant être apportées aux chirurgies minimalement invasives. Ce type d'interventions implique généralement l'utilisation d'instruments de petites dimensions (aiguilles, cathéters, coloscopes, etc.), insérés dans des tissus, vaisseaux sanguins, organes, etc., par le biais d'une petite entaille. Ainsi, il devient inutile pour le chirurgien d'accéder directement et/ou visuellement aux endroits ciblés ; il suffit d'insérer l'instrument et de le guider jusqu'à ces endroits. Parmi les avantages d'une chirurgie peu invasive, le temps de guérison des patients et l'accessibilité à certaines parties du corps sont clairement les plus intéressants.

Prenons par exemple un examen diagnostique du colon (colonoscopie). Lors d'un tel examen, on insère une sonde souple dans laquelle une fibre optique est insérée pour imager le rectum et le colon. On peut ainsi vérifier si une tumeur apparaît sur les parois du colon [1] et même retirer des polypes (tumeur bénigne apparaissant sur les muqueuses du colon) à l'aide d'une anse diathermique insérée à l'embout même de la sonde [2]. L'anse diathermique est une tige métallique formant une boucle à son embout dans laquelle on fait passer un courant électrique pour le chauffer et ainsi faciliter l'excision des polypes. Ces derniers sont alors récupérés pour faire un diagnostic complet en laboratoire. On comprend ainsi qu'il serait tout à l'avantage du médecin d'être en mesure d'effectuer le suivi exact de l'emplacement du coloscope, permettant de re-localiser l'endroit où ces polypes apparaissaient en cas de complication et d'assurer un bon cheminement du coloscope.

Cette nécessité d'effectuer un suivi du positionnement de l'instrument chirurgical est présente pour de nombreuses chirurgies minimalement invasives. En effet, il suffit de penser à l'ablation par radiofréquence (RFA pour *radiofrequency ablation*), qui utilise une sonde similaire à une aiguille de biopsie, de diamètre de l'ordre d'au plus quelques millimètres. Des radiofréquences sont ensuite générées le long de cette sonde, chauffant ainsi son embout et permettant l'ablation de tumeur et de tissu dysfonctionnel, que ce soit au niveau du foie, des reins, du cœur ou des poumons [3]. Encore une fois, un suivi précis de la position de l'embout de cette sonde est primordial afin de s'assurer d'effectuer l'ablation des cellules cancéreuses et d'éviter les dommages collatéraux sur les cellules saines.

Aussi, l'utilisation de cathéters à l'intérieur des vaisseaux sanguins est une approche courante pour traiter différents types de pathologies, infuser des analgésiques, des suppléments nutritifs ou simplement pour effectuer des transfusions sanguines. Les varices sont un parfait exemple de pathologie traitable à l'aide de cathéters spécifiques. Elle se caractérise par la dilatation des veines, qui peuvent alors atteindre jusqu'à 3mm de diamètre, et qui perturbent l'acheminement du sang vers le cœur. À titre de traitement, on insère un cathéter au sein des varices et on chauffe le milieu intraveineux à l'aide d'un laser à fibres, inséré dans le cathéter lui-même [4]. Cette pratique a pour effet de refermer les veines par contraction lors du retrait du cathéter. Encore une fois, on comprend qu'un suivi adéquat de la position du cathéter à l'intérieur des vaisseaux sanguins dysfonctionnels est primordial pour assurer un traitement complet et précis de ce type de pathologie.

Nous avons énuméré ici seulement trois types de chirurgies minimalement invasives, et l'efficacité de chacune d'entre elles repose sur la capacité à effectuer un suivi de la position des instruments utilisés à l'intérieur du patient. Ainsi, on peut comprendre que nous sommes en présence d'un besoin indéniable et qu'un système permettant d'effectuer la reconstruction de la forme de ces instruments est essentiel pour minimiser les risques associés à des chirurgies de ce type. Actuellement, plusieurs approches pour localiser les instruments minimalement invasifs existent, chacun possédant certains avantages et inconvénients. En résumé, la zone ciblée est généralement d'abord imagée à l'aide de la tomodensitométrie (CT, pour *computed tomography*) ou via l'imagerie par résonance magnétique (IRM) [5]. Ces méthodes d'imageries permettent ainsi de connaître l'emplacement exact des zones ciblées par la chirurgie minimalement invasive. Suite à quoi, l'utilisation d'un système de suivi de la forme et/ou de la position des instruments

utilisés (aiguilles, colonoscopes, cathéters, etc.) permet de vérifier si l'intervention chirurgicale se produit bel et bien sur les zones cibles. Actuellement, les systèmes de navigations sont soit basés sur des senseurs électromagnétiques (EMTS, *pour electromagnetic tracking systems*)[6-10], sur un système d'imagerie par ultrason [7, 11, 12] ou encore sur un système de suivi basé sur la réponse optique (OTS) de marqueurs sphériques insérés à l'intérieur même des instruments minimalement invasifs [7, 9, 13].

Telle que mentionné, il existe des avantages et des inconvénients pour ces trois méthodes, qui sont actuellement les plus répandues pour effectuer un suivi de la position des instruments minimalement invasifs dans le corps. Le système d'imagerie par ultrason possède une vitesse d'acquisition intéressante ($>3\text{Hz}$ selon [14] et $>30\text{Hz}$ selon [15]), permettant de connaître le positionnement de l'aiguille utilisé en RFA (par exemple) et ce, en temps réel. Par contre, pour obtenir une acquisition d'image à ces vitesses, les systèmes d'imagerie par ultrason sont généralement limité à deux dimensions [16, 17] et les images fournies possèdent un faible contraste [17], rendant difficile l'analyse de la position de l'aiguille dans le corps par rapport aux cellules ciblées. Les dispositifs d'imagerie par ultrason en 3D font encore aujourd'hui l'objet de plusieurs études, mais les vitesses d'acquisition obtenues demeurent bien en dessous de celle ciblée (i.e. $\sim 30\text{Hz}$) pour du temps réel [18]. L'obtention d'une image 3D repose d'ailleurs sur l'utilisation d'outils de navigations supplémentaires, par exemple en utilisant des senseurs électromagnétiques permettant de positionné le dispositif ultrason (qui lui, fournit une image 2D) alors que ce dernier effectue un balayage mécanique (automatisé ou non) de la zone cible afin d'en reconstruire une image 3D [19]. Un système de navigation en trois dimensions basé sur les ultrasons est donc un dispositif complexe en plus d'avoir une résolution et une profondeur de champ limitées. Par ailleurs, avec les systèmes actuellement utilisés (en 2D), l'utilisateur doit également positionné la source d'ultrason (qui agit aussi comme détecteur) sur la peau du patient à l'endroit où l'aiguille est insérée. Il faut donc manipuler à la fois le système ultrason et l'instrument chirurgical, ce qui entraîne des difficultés supplémentaires.

Les EMTS et les OTS, quant à eux, permettent de suivre avec un bonne précision la position des instruments chirurgicaux utilisés (entre 0,8 et 1,8 mm d'erreur moyenne, dans les deux cas [9]). Cela dit, les senseurs à base de marqueurs électromagnétiques deviennent difficiles à utiliser lorsque l'environnement ou l'instrument chirurgical utilisé est métallique (conducteur, paramagnétique ou ferromagnétique). En effet, le signal est alors soumis à de multiples sources

de distorsions [20, 21]. Ceux-ci peuvent être grossièrement corrigés à l'aide de méthodes de calibrations [22, 23] mais cette tâche demeure ardue et devient d'autant plus difficile lorsque les instruments métalliques sont en mouvement (calibration dynamique). On comprend également que les EMTS sont incompatibles avec les systèmes d'IRM puisqu'ils impliquent l'utilisation d'un champ magnétique puissant, perturbant ainsi le signal capté par l'EMTS. Les OTS sont principalement utilisé conjointement aux EMTS et offre la possibilité de faire un suivi d'un système d'axes de références dynamiques (DRF pour *Dynamic Reference Frame*) [24, 25]. Par contre, il existe des facteurs difficilement contrôlables qui peuvent atténuer considérablement leur précision, comme la nécessité de trianguler la position de chaque senseur et la présence d'aberrations optiques [25].

La présence d'inconvénients dans chacune de ces méthodes de navigation a mené plusieurs groupes de recherche à se pencher sur le développement de méthodes alternatives. La revue de littérature présentée au chapitre suivant offre un résumé complet de l'une de ces alternatives qui se base sur l'intégration de fibre optique à l'intérieur même des instruments minimalement invasifs. L'idée est ensuite d'utiliser ces fibres optiques à titre de senseurs contraintes/déformation. Suite à quoi, il est relativement aisément de corrélérer la déformation des fibres à leur rayon de courbure, ce qui suggère fortement qu'il est ensuite possible de reconstruire la forme tridimensionnelle de ces mêmes fibres. Plusieurs approches sont à ce jour disponibles et profondément détaillées dans la littérature quant à l'utilisation de fibres optiques comme senseur de contrainte. La méthode la plus répandue est l'utilisation de réseaux de Bragg (FBG, pour *fiber Bragg grating*) en raison de son efficacité et de sa simplicité. À noter que l'approche permettant aux réseaux de Bragg d'agir comme senseur de contrainte sera traitée dans les chapitres suivants, tout comme les autres approches possibles.

Cela étant dit, l'utilisation de fibres optiques à l'intérieur d'instruments minimalement invasifs est très prometteuse pour le suivi de la position de ces instruments. Puisqu'ils sont directement intégrés à l'intérieur de l'instrument médical utilisé, cela facilite grandement la manipulation pour l'utilisateur. Par contre, il sera démontré dans les sections qui suivent qu'en basant cette approche sur des mesures de contrainte via des réseaux de Bragg (comme le suggère la tendance dans la littérature) un inconvénient considérable demeure ; les FBG sont des senseurs ponctuels (non distribué) et leur sensibilité à la température est loin d'être négligeable. Ainsi, plusieurs approximations demeurent nécessaires pour extrapoler la forme complète de l'instrument utilisé.

Le présent mémoire résume donc l'étude d'une approche légèrement différente, toujours basée sur les mesures de contrainte dans des fibres optiques intégrées aux instruments minimalement invasifs, mais qui s'appuie sur une méthode d'acquisition pleinement distribuée. Cette approche utilise la réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel (OFDR, pour *optical frequency domain reflectometry*) pour mesurer les contraintes le long des fibres utilisées, au détriment des FBGs. L'OFDR se base sur la diffusion Rayleigh, qui se manifeste par la présence de défauts dans le cœur de la fibre. Ces défauts modifient localement l'indice de réfraction effectif du milieu, ce qui a pour effet de diffuser une partie de l'énergie provenant du signal optique. De par l'analyse de la rétrodiffusion de ce signal, il est possible, par interférométrie et en effectuant une série de transformées de Fourier, d'en déduire les contraintes auxquelles est soumise la fibre. Nous détaillerons davantage le principe de fonctionnement de la méthode dans les sections qui suivent. Cela dit, on peut tout de même comprendre dès maintenant que puisque les défauts sont statiques et qu'ils sont présents un peu partout le long de la fibre (bien qu'ils sont aléatoirement positionnés et qu'ils peuvent être de nature différente d'un à l'autre), alors il est possible de mesurer les contraintes auxquelles elle est soumise en tout point le long de celle-ci.

L'objectif principal de ce projet de recherche est donc de concevoir un système permettant d'effectuer la reconstruction de la forme et de l'orientation spatiale d'aiguilles standard utilisées lors d'interventions chirurgicales guidées par images en se basant sur la réflectométrie dans le domaine fréquentiel. L'atteinte de cet objectif repose sur deux hypothèses principales. La première est que l'utilisation d'une approche pour mesurer la contrainte de manière pleinement distribuée permettra d'obtenir une meilleure précision et une meilleure exactitude qu'avec une approche de détection discrète. La deuxième est qu'il est possible d'optimiser la précision de cette approche (OFDR) en utilisant des fibres optiques avec différents coefficients de diffusion Rayleigh. À noter que pour la suite de ce document, nous nous concentrerons sur les aiguilles chirurgicales puisque nos expériences ont été effectuées avec celles-ci ; les autres types d'instruments minimalement invasifs seront donc moins discutés. Cela étant dit, plusieurs expériences ont été menées dans le but de vérifier l'exactitude de ces hypothèses ; les sections qui suivent décriront donc minutieusement les différentes étapes de ces expériences. Premièrement, une revue de littérature complète permettra de comparer nos résultats et de cerner nos motivations quant à la réalisation d'un tel dispositif. Par la suite, l'ensemble de la théorie utilisé sera détaillé, passant par les méthodes de validation, les algorithmes de reconstruction de forme

et le principe même de l'OFDR. La méthodologie expérimentale sera également présentée pour finalement faire place à une présentation détaillée des différents résultats obtenus. À noter que ces résultats seront conjointement interprétés et discutés au fur et à mesure qu'ils seront présentés.

CHAPITRE 2 REVUE DE LA LITTÉRATURE

La présente section a pour but d'effectuer un survol complet des récentes études effectuées dans le domaine. Plus spécifiquement, nous savons la reconstruction de forme repose sur l'utilisation d'une méthode permettant de mesurer les contraintes/déformations le long des fibres; nous détaillerons donc premièrement les différentes approches possibles et étudiées pour effectuer ces mesures de contraintes. Finalement, nous survolerons les principales conclusions et avancées obtenues au cours des dernières décennies en ce qui a trait à l'intégration de fibres optiques au sein d'instruments médicaux minimalement invasifs pour faire de la reconstruction de forme 3D.

2.1 Senseur de contrainte dans les fibres optiques

L'utilisation de fibres optiques à titre de senseur de contrainte ne date pas d'hier et de multiples approches ont été suggérées au fil des années, chacune comportant des aspects intéressants. Déjà en 1980, un brevet était déposé concernant l'utilisation d'une fibre optique à deux cœurs permettant de mesurer les contraintes auxquelles elle était soumise [26]. L'idée était alors d'envoyer un signal optique dans un seul des deux cœurs et de mesurer le taux de couplage entre les deux cœurs, qui dépend alors nécessairement de la proximité entre les cœurs et donc, du taux de déformation de la fibre. Cela étant dit, on était encore loin d'obtenir des précisions comparables à celles d'aujourd'hui. Plusieurs techniques ont ensuite été étudiées, mais avant de les résumées tous, il est important de se rappeler le contexte de ce projet. En effet, les fibres optiques utilisées seront insérées à l'intérieur d'aiguilles chirurgicales, ce qui implique nécessairement que les mesures devront être effectuées par le biais de l'analyse d'un signal rétrodiffusé (une mesure en transmission ne fait aucun sens puisque le bout des fibres correspond au bout de l'instrument médical). Il faut donc se pencher sur des approches tirant profit des trois types de diffusions possibles dans des fibres, soit la diffusion Rayleigh, la diffusion Brillouin ou la diffusion Raman. On peut également penser à l'utilisation d'un dispositif intégré artificiellement qui permet également la rétrodiffusion de la lumière, par exemple les réseaux de Bragg.

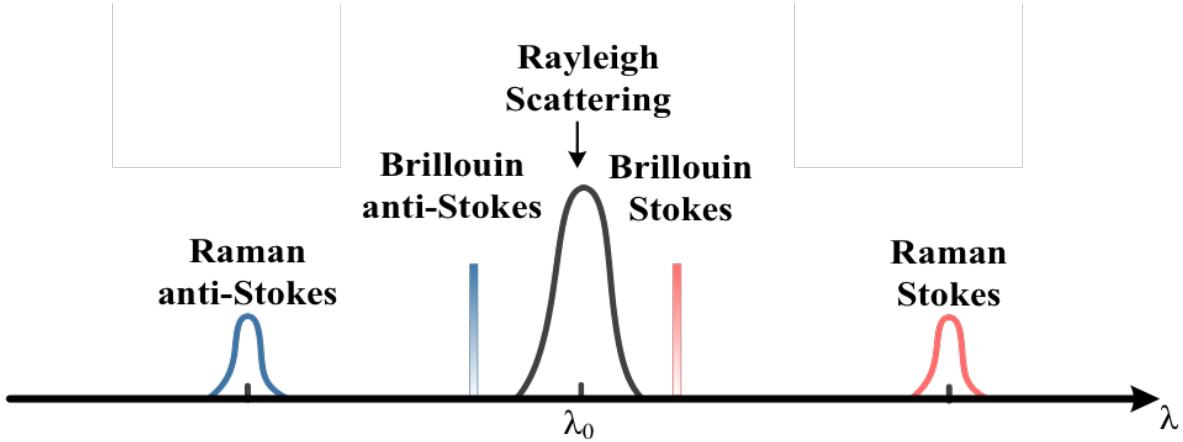


Figure 2.1 : Représentation graphique des trois types de diffusions possibles.

La Figure 2.1 [27] illustre la provenance et les caractéristiques des trois types de diffusion. On remarque que la diffusion Rayleigh se caractérise par une diffusion élastique de la lumière, ce qui implique que la fréquence du signal diffusé sera la même que celle du signal initial. En contrepartie, la diffusion Raman et Brillouin sont tous deux qualifiés de diffusion inélastique puisqu'un échange énergétique a lieu entre l'onde incidente et les phonons optiques et acoustiques, respectivement. En d'autres mots, si un photon incident est absorbé par le milieu et qu'il transmet (onde Stokes) ou absorbe (onde anti-Stokes) une partie de l'énergie aux modes vibrationnels (Raman) ou rotationnels (Brillouin) des molécules constituant le milieu, alors le milieu émettra un photon à une énergie légèrement différente.

Cela étant dit, la méthode pour effectuer des mesures distribuées en utilisant la diffusion Raman est très peu sensible aux contraintes dans la fibre et elle est surtout reconnue pour ces aptitudes à mesurer les changements de température[26, 28, 29]. En effet, cette méthode consiste à comparer l'intensité des ondes Stokes et anti-Stokes générées et cette comparaison est majoritairement influencée par la température. L'analyse de la diffusion Raman peut alors devenir très intéressante considérant que les autres types de diffusions (Rayleigh et Brillouin) réagissent de la même façon à la fois à la température et à la tension. Ainsi, elle peut mener vers un senseur de température plus simple d'utilisation. Cela étant dit, on comprend que dans le cadre de ce projet de recherche, l'étude de la diffusion Raman est très peu pertinente. Les sous-sections qui suivent décriront donc plus en détail les autres approches possibles, soit celles qui se basent sur la diffusion Rayleigh, Brillouin et sur les réseaux de Bragg.

2.1.1 Diffusion Brillouin

L'analyse classique de la diffusion Brillouin spontanée explique généralement le phénomène par l'interaction de l'onde électromagnétique incidente avec une onde acoustique du milieu de propagation [30, 31]. L'onde acoustique modifie la densité locale de la matière et, par le fait même, modifie localement l'indice de réfraction de manière périodique (l'onde acoustique étant périodique). C'est cette modification de l'indice de réfraction qui est responsable de la diffusion du signal incident. Ainsi, on peut comparer grossièrement ce phénomène aux réseaux de Bragg, dont le principe repose justement sur la modification permanente et statique de l'indice de réfraction en exposant la fibre soit à des ondes ultraviolettes (UV), soit dans l'infrarouge (IR) à l'aide d'un train de pulsation de courte durée [32]. Par contre, la majeure différence repose ici sur le fait que l'onde acoustique se propage également. Ainsi, elle agit de manière analogue à un réseau de Bragg qui se propagerait, et la vitesse de propagation va induire une différence de fréquence entre le signal incident et le signal rétrodiffusé dû à l'effet Doppler. L'analyse quantique est relativement plus simple à comprendre et repose sur la quantification des niveaux énergétiques, la conservation de l'énergie et la conservation de la quantité de mouvement [33]. La Figure 2.2 permet effectivement d'illustrer cette approche.

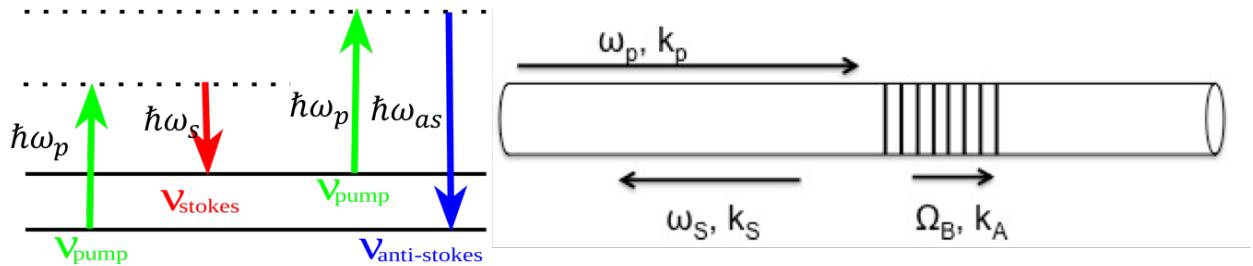


Figure 2.2 : Schéma décrivant la diffusion Brillouin spontanée

Ainsi, on trouve les équations 2.1 à 2.3, à l'aide de la conservation de la quantité de mouvement, de l'énergie et de la relation de dispersion dans un milieu non dispersif, respectivement. À noter que k_A , k_s , et k_p sont les vecteurs d'ondes de l'onde acoustique, de l'onde Stokes et de l'onde pompe (signal incident), respectivement, Ω_B , ω_s et ω_p sont leur fréquence respective. La vitesse de propagation de l'onde acoustique est quant à elle décrite par V_A .

$$\vec{k}_A = \vec{k}_p + \vec{k}_s \quad (2.1)$$

$$\Omega_B = \omega_p - \omega_s \quad (2.2)$$

$$\Omega_B = V_A |\vec{k}_A| \quad (2.3)$$

En utilisant les équations 2.1 et 2.3, il est alors aisé de démontrer que dans une fibre optique, la fréquence Brillouin peut être exprimé selon l'équation 2.4, où n_p est l'indice de réfraction à la longueur d'onde du signal de pompe (λ_p).

$$\nu_B = \frac{\Omega_B}{2\pi} \approx \frac{2n_p v_A}{\lambda_p} \quad (2.4)$$

Connaissant la vitesse du son dans la silice [34], on trouve que pour une pompe standard (~1550nm), la fréquence Brillouin est ~11,1 GHz, ce qui implique que le signal rétrodiffusé par effet Brillouin sera décalé d'environ 11 GHz par rapport à la pompe, soit vers des longueurs d'ondes plus courtes (onde Anti-Stokes), soit vers des plus longues (onde Stokes).

L'aspect intéressant de ce processus est que les changements de température et de contraintes semblent modifier légèrement la fréquence Brillouin de ~1,3MHz/°C et de ~0,05MHz/με [30, 31, 35-38]. On peut donc transformer l'équation 2.4 de manière à considérer l'influence de la température et des contraintes (voir eq. 2.5, où C_T et C_ϵ sont les coefficients de température et de contraintes mesurer empiriquement alors que T_0 et ϵ_0 correspondent à la température et la contrainte de référence correspondant aux valeurs de n_p et v_A sélectionnées).

$$\nu_B = \frac{2n_p v_A}{\lambda_p} + C_T(T - T_0) + C_\epsilon(\epsilon - \epsilon_0) \quad (2.5)$$

Cette dépendance à la température et aux contraintes a été démontrée par la première fois en 1989 [39] et en 1990 [40], respectivement, ce qui a mené vers l'élaboration de travaux plus spécifiques dans le but d'améliorer l'efficacité des senseurs basés sur la diffusion Brillouin. On comprend que mesurer le déplacement spectral du signal Stokes ou Anti-Stokes peut s'avérer ardue considérant qu'il est très faible et que les méthodes de spectroscopie optique actuelle ne permettant pas de résoudre de si petites variations. Il demeure toutefois possible d'utiliser des techniques plus complexes comme de l'interférométrie et/ou la détection des battements entre les signaux [31]. De plus, des recherches ont notamment permis d'augmenter considérablement la

sensibilité de tels senseurs [31] en se basant sur une méthode impliquant une cavité permettant la génération en cascade d'ondes Stokes d'ordre supérieur [33].

Aussi, il faut se rappeler que pour l'application qu'on souhaite en faire dans le cadre de ce projet de recherche, il ne suffit pas d'obtenir un senseur de contrainte dans la fibre optique. En effet, il faut également déterminer la zone de la fibre qui est soumise à des contraintes, donc mesurer ces tensions de manière distribuée et localisée. Plusieurs approches ont longuement été étudiées par différents groupes de recherche au cours des dernières décennies et celles-ci se divisent en deux grandes catégories, soit la réflectométrie optique dans le domaine temporel (BOTDR, pour *Brillouin Optical Time Domain Reflectometry*) et l'analyse optique dans le domaine temporel (BOTDA, pour *Brillouin Optical Time Domain Analysis*).

Le BOTDR est relativement simple à comprendre puisque ce principe se base uniquement sur la vitesse de propagation d'un train d'impulsion à l'intérieur de la fibre sous test (FUT, pour *Fiber Under Test*). La Figure 2.3 schématisé le fonctionnement de cette approche. L'idée est donc d'envoyer un pulse dans la FUT, et de mesurer le temps d'arriver des pulses rétrodiffusés afin d'en déduire l'emplacement où la diffusion Brillouin a lieu. La fréquence du signal détecté nous informe alors de la contrainte\température à cet emplacement via l'équation 2.5.

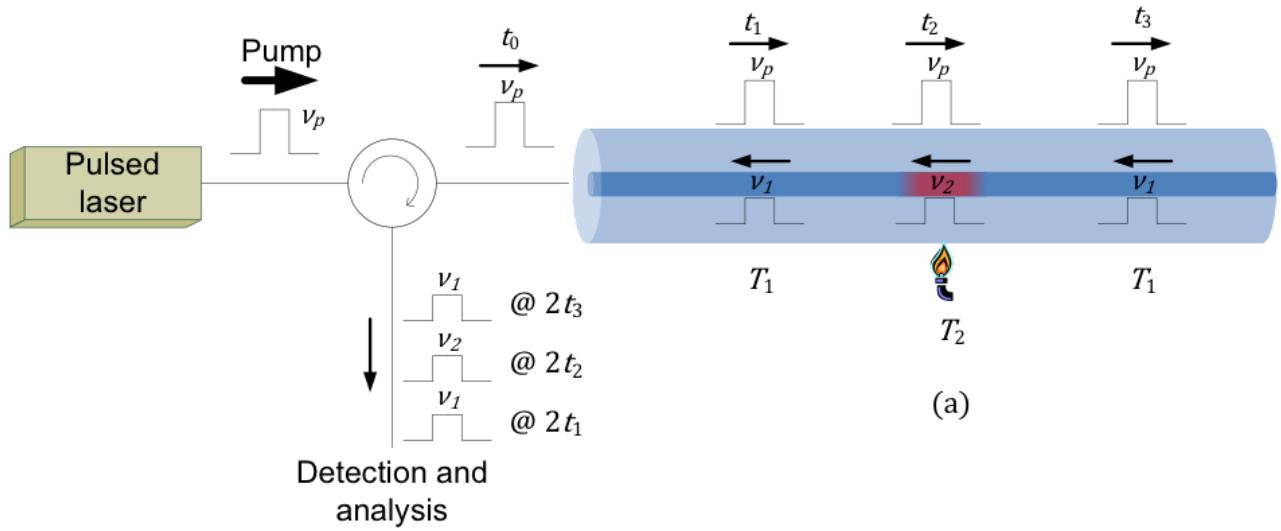


Figure 2.3 : Principe de fonctionnement du BOTDR[41].

Le BOTDA est très similaire au BOTDR, bien que légèrement plus complexe. La majeure différence vient du fait que la mesure de la variation de la fréquence de l'onde Stokes due aux variations de contraintes ne s'effectue plus uniquement par détection hétérodyne. Ici, on utilise un

signal supplémentaire, appelé signal sonde, qui est généralement un laser continu (CW laser, pour *Continuous Wave*) à une fréquence précise correspondant à la fréquence de l'onde Stokes générée par le signal pompe (train d'impulsion). À noter que l'inverse fonctionne également (signal sonde pulsé et signal pompe continu). L'idée est alors d'utiliser un signal pompe qui est accordable en fréquence. Ainsi, lorsque la fibre est soumise aux conditions de référence, le signal de pompe et le signal sonde sont séparés de la fréquence Brillouin ($\sim 11.1\text{GHz}$ dans la SMF), se qui remplit les conditions menant à la diffusion Brillouin stimulée, où le signal sonde et le signal pompe entre en résonance de manière à accentuer l'onde acoustique et, de ce fait, favorisée la génération d'onde Stokes. Dans de pareilles conditions où la différence entre les fréquences de pompe et de sonde correspond à la fréquence Brillouin ν_B , la pompe se déplète alors au profit du signal sonde et la puissance du signal pompe détecté est considérablement plus faible que celle initialement injectée. Si la FUT est alors soumise à des variations de température ou de contraintes, cette condition de résonance est perdue et il faut modifier la fréquence de la pompe pour la retrouver. Ainsi, en mesurant la puissance du signal de pompe transmis en fonction de la fréquence de battement entre le signal pompe et le signal sonde, on arrive à déterminer la température ou la tension dans la fibre[42]. De plus, considérant qu'un des deux signaux est volontairement constitué d'un train d'impulsion, on peut situer l'emplacement où la diffusion a eu lieu en effectuant une analyse du temps de propagation de l'impulsion, comme il a été discuté dans le cas du BOTDR.

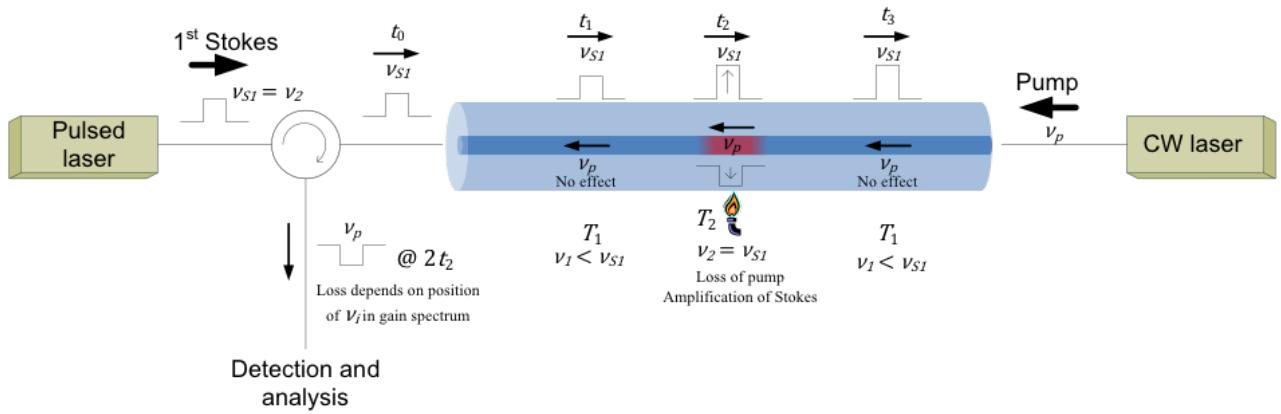


Figure 2.4 : Principe de fonctionnement du BOTDA [41].

La Figure 2.4 schématisé l'approche BOTDA permettant d'obtenir un senseur de contrainte distribué. Cela étant dit, la condition de résonance entre le signal sonde et le signal pompe est

primordiale dans cette approche et pour qu'elle soit remplie, ces deux signaux doivent être contra-directionnels. Ainsi, bien que l'ajout d'un signal sonde permet d'avoir un senseur comportant un degré de liberté supplémentaire qui permet d'optimiser la plage dynamique sensoriel, la longueur de la FUT et une meilleure résolution spatiale [41], elle ne peut pas être utilisé dans pour ce projet de recherche. En effet, tel que mentionné, comme un des embouts des fibres utilisées est situé à l'embout dans l'aiguille chirurgicale, il est impossible d'y insérer un signal.

Ainsi, pour effectuer des mesures de contraintes en se basant sur la diffusion Brillouin, seule l'approche BOTDR pourrait être utilisée. Cela étant dit, certains inconvénients majeurs demeurent par rapport à l'utilisation que l'on souhaite en faire. En effet, l'utilisation de pulses pour générer la diffusion Brillouin limite grandement la zone d'interaction entre la pompe et le phonon acoustique. Ainsi, pour des impulsions en dessous de $\sim 10\text{ns}$ (ce qui correspond à une résolution spatiale $\sim 1\text{m}$), la génération d'ondes Stokes se fait selon une courbe de gain plus large et plus faible, ce qui à pour effet de diminuer grandement le rapport signal sur bruit et il devient alors difficile d'effectuer une mesure précise [43, 44]. En d'autres mots, plus la résolution spatiale est faible, plus la sensibilité est bonne, et vice-versa. Dans notre cas, on veut une résolution spatiale qui soit nécessairement $<1\text{cm}$, sans quoi nous verrons que l'utilisation de réseaux de Bragg correspondrait parfaitement à nos besoins. Cette résolution nécessiterait des pulses beaucoup trop courts et la sensibilité d'un tel senseur deviendrait alors désuète. À ce jour, les paramètres optimaux pour le BOTDR sont généralement estimés à $\sim 1\text{m}$ pour la résolution spatiale, $\sim 50\text{km}$ de plage de détection, avec une sensibilité de $\sim 60\mu\text{e}$ et de $2\text{-}3^\circ\text{C}$ [31, 38, 41]. Une approche innovatrice basée sur des mesures effectuées dans le domaine fréquentiel (BOFDA, pour *Brillouin Optical Frequency Domain Analysis*) permet, au même titre que le BOTDA, d'augmenter la résolution spatiale tout en conservant une sensibilité respectable [43, 45]. Cela étant dit, comme pour le BOTDA, cette méthode requiert également l'insertion d'un signal sonde contra-directionnel au signal pompe, ce qui n'est pas possible dans le cadre de notre projet de recherche. On comprend donc qu'un senseur de contrainte basé sur la diffusion Brillouin est loin d'être l'idéal dans notre cas, considérant que la résolution spatiale atteignable ne correspond pas exactement à nos besoins. C'est pourquoi nous nous pencherons désormais davantage sur les autres approches possibles, soit celles basées sur la diffusion Rayleigh ou sur les réseaux de Bragg.

2.1.2 Diffusion Rayleigh

Comme mentionné précédemment, la diffusion Rayleigh est un processus de diffusion élastique de la lumière, c.-à-d. que la fréquence du signal diffusé sera la même que celle du signal pompe. La diffusion Rayleigh provient de la présence de défaut dans le corps de la fibre. Ces défauts modifient localement l'indice de réfraction effectif, et cette légère modification entraîne des réflexions de Fresnel. L'équation 2.6 permet de quantifier le coefficient de diffusion Rayleigh (α_s) dans des fibres à saut d'indice comme celles que nous utiliserons dans ce projet[46]. Ici, λ est la longueur d'onde d'opération, n est l'indice de réfraction effectif du milieu, p est la constante photo-élastique de la fibre, k est la constante de Boltzmann, T_f est la température fictive du verre et β est la compressibilité isothermique du verre.

$$\alpha_s = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} n^8 p^2 k T_f \beta \quad (2.6)$$

On comprend que le coefficient de diffusion Rayleigh est proportionnel à n^8 , ce qui suggère effectivement que la présence de défauts qui modifient l'indice effectif local contribue fortement à faire diffuser élastiquement la lumière. La Figure 2.5 illustre le principe responsable de la diffusion Rayleigh dans les fibres optiques.

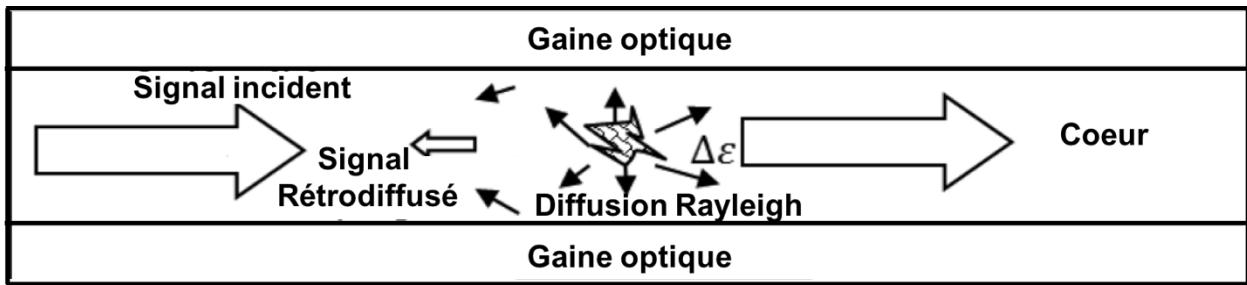


Figure 2.5 : Schéma illustrant le processus de diffusion élastique (Rayleigh) dans une fibre optique (schéma adapté de [38]).

Ces défauts, bien qu'aléatoirement positionnés le long de la fibre, sont permanents et statiques pour une température (T) et une déformation fixe (ϵ). Ce qui suggère qu'en employant des méthodes similaires à celles décrites pour la diffusion Brillouin, soit la réflectométrie dans le domaine temporel (OTDR) ou dans le domaine fréquentiel (OFDR), alors il serait possible de tirer également profit de la diffusion Rayleigh pour obtenir un senseur distribué de températures

et de contraintes. Par ailleurs, il est possible d'obtenir un modèle théorique décrivant le signal rétrodiffusé provenant de la diffusion Rayleigh qui est, bien que lourd mathématiquement, relativement aisé à comprendre. Il se base sur l'utilisation des équations de Maxwell décrivant le comportement d'une onde électromagnétique dans un milieu diélectrique. Ce modèle théorique sera détaillé en profondeur dans le Chapitre 3. Dans cette section, nous nous concentrerons davantage sur les récentes avancées et les caractéristiques des senseurs de contraintes distribués basés sur la diffusion Rayleigh.

Déjà en 1981, les premiers résultats sur l'OFDR basé sur la diffusion Rayleigh ont été proposés [47, 48]. À l'époque, le traitement de données et l'approche expérimentale ne permettant pas encore d'effectuer des mesures de contraintes, mais il permettait néanmoins de déterminer l'amplitude du signal rétrodiffusé (l'atténuation du signal transmis) en fonction de la position le long de la fibre avec une résolution spatiale de $\sim 20\text{cm}$ [47]. En 1989, l'optimisation de cette approche a même mené vers des mesures d'atténuation avec une résolution spatiale de $50\mu\text{m}$ [49]. Nous verrons dans les pages qui suivent que mesurer l'atténuation de manières distribuées est la première étape menant vers un senseur de contraintes. Des résultats similaires avaient déjà été démontrés avec l'approche OTDR [50, 51], mais le même problème persiste que pour la diffusion Brillouin, c'est-à-dire que la résolution spatiale est directement reliée à la largeur du pulse, ce qui la limite généralement à des valeurs bien au-delà de celle que l'on recherche dans le cadre de ce projet. La différence majeure entre l'approche BOTDR et l'OTDR basé sur la diffusion Rayleigh provient du fait qu'avec la diffusion Brillouin, la mesure des contraintes dans la fibre s'effectue de manière absolue puisque la fréquence Brillouin est modifiée sous l'application de contraintes. Ces approches dans le domaine temporel sont toutes privilégiées lorsque l'on désire avoir un senseur qui puisse faire des mesures sur une longue distance puisque leur résolution spatiale est généralement plus grande que lorsque l'on opère dans le domaine fréquentiel. La plus grande résolution spatiale obtenue jusqu'à présent dans le domaine temporel est de $\sim 1\text{m}$ pour un dispositif sensible sur 1km avec une sensibilité de l'ordre de quelques $\mu\epsilon$ [52, 53]. Une résolution de l'ordre du centimètre a été recensée mais en utilisant le BOTDA, ce qui n'est pas possible dans le cadre de ce projet [38]. Fréquemment, on sacrifie même un peu de résolution spatiale ($\sim 10\text{m}$) afin d'obtenir un senseur pouvant opérer sur de plus grande distance (25km) [54, 55]. Bref, ce type de senseur basé sur l'OTDR semble inutile pour l'application que

l'on souhaite en faire puisque l'on désire effectuer des mesures sur uniquement <1m avec une résolution spatiale de l'ordre du centimètre.

Les senseurs de contraintes distribués basés sur l'OFDR possèdent cependant des caractéristiques beaucoup plus intéressantes pour notre application, c'est d'ailleurs la raison pour laquelle c'est cette approche que nous avons utilisée pour effectuer nos mesures. Le principe de fonctionnement est présenté à la Figure 2.6. Comme on peut le voir sur la figure, le signal envoyé dans la FUT provient d'un laser qui effectue un balayage en fréquence. Le signal Rayleigh rétrodiffusé dans la FUT est alors recombiné au signal de référence et par des méthodes interférométriques, on peut aisément déterminer la position où la réflexion a eu lieu au sein de la FUT. En effet, la présence de la FUT induit un délai, donc une différence de fréquence entre le signal de référence et le signal Rayleigh, ce qui nous permet de mesurer les fréquences de battement entre ces deux signaux. La fréquence de battement (f_b) nous informe alors de l'endroit (x) où la réflexion a eu lieu, comme le décrit l'équation 2.7 [53], où v_g est la vitesse de groupe et $d\omega/dt$ est la vitesse de balayage en fréquence du laser.

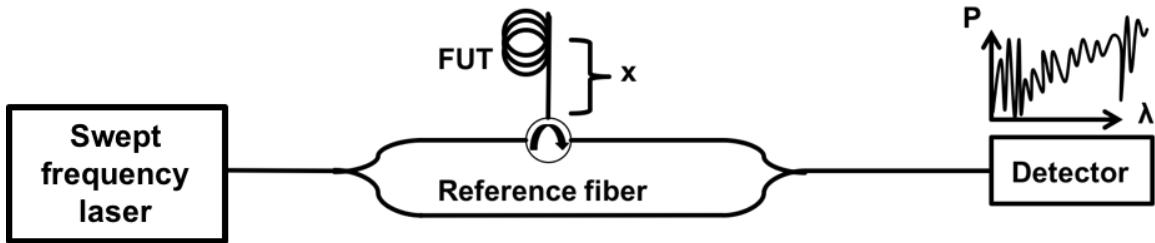


Figure 2.6 : Principe de la réflectométrie dans le domaine fréquentiel (OFDR) menant vers un senseur de contraintes distribué

$$f_b = \frac{2x}{v_g} \frac{d\omega}{dt} \quad (2.7)$$

L'équation 2.8 [38], où c est la vitesse de la lumière et n_g est l'indice de groupe, nous permet, quant à elle, de déterminer la résolution spatiale (Δx) qui dépend cette fois de la largeur spectrale balayée (ΔF) par le laser utilisé (contrairement à la durée du pulse dans le cas du OTDR).

$$\Delta x = \frac{c}{2n_g \Delta F} \quad (2.8)$$

Ainsi, plus le balayage en fréquence est large, plus il est possible de résoudre de petites sections de la fibre (Δx). On ne peut toutefois pas améliorer indéfiniment la résolution en utilisant un balayage en fréquence trop large, sans quoi la dispersion chromatique devient un facteur limitant. En utilisant un laser très fin ($\sim 0.02\text{pm}$) pouvant balayer sur 85nm, un instrument commercial (OBR, pour *Optical Backscattering Reflectometer*, offert par LUNA Inc.) est capable d'obtenir une résolution spatiale de $10\mu\text{m}$ sur une distance de 30m et de 1mm sur 2km [56]. Cela étant dit, cette résolution est celle de la réflectométrie uniquement, qui caractérise uniquement (de manières distribuées) l'atténuation dans la fibre. Pour utiliser cette approche afin de mesurer des contraintes, il faut faire un long traitement de données, ce qui modifie légèrement la résolution spatiale possible d'obtenir. Ce traitement de données se base sur le fait que la mesure interférométrique des fréquences balayés et l'analyse de l'amplitude détectée nous fournit de l'information sur la phase et sur la fréquence du signal rétrodiffusé à chaque position le long de la fibre. En effet, l'information sur la phase est contenue dans les fréquences présentes dans le spectre détecté. Il est important de distinguer ici les différentes fréquences dans le spectre mesuré (à l'intérieur desquelles se cache l'information sur la phase) aux fréquences de balayages, qui correspondent seulement aux différentes longueurs d'ondes utilisées pour investiguer la fibre. L'intensité du signal mesuré nous informe quant à elle de la proportion de signal qui est rétrodiffusé par diffusion Rayleigh en un point précis. Bref, une première transformé de Fourier du signal mesurer (Figure 2.7a) permet de connaitre l'amplitude du signal rétrodiffusé en fonction de la position le long de la FUT (Figure 2.7b). Ensuite, en se concentrant sur un petit intervalle de la FUT (Δx), on peut retourner dans le domaine fréquentiel en effectuant une transformé de Fourier inverse afin de connaitre exactement le spectre du signal réfléchi par cette section de la FUT(Figure 2.7c,d). Il est alors aisé de comprendre que lorsque la fibre est soumise à des changements de contraintes, alors la position des défauts responsable de la diffusion Rayleigh sera légèrement modifiée dû à l'élongation. Ainsi, la réponse spectrale pour une même section de fibre sera nécessairement légèrement déplacée. On assume ensuite que la translation du spectre pour une section de fibre donnée est directement proportionnelle aux changements de contraintes/températures dans la fibre. En comparant le spectre lorsque la fibre est soumise à des contraintes à celui de la fibre dans des conditions ambiantes(Figure 2.7c,d.), on peut en déduire les contraintes pour cette section spécifique de la fibre(Figure 2.7f). L'idée est alors d'effectuer ce processus pour chaque section de la fibre afin d'obtenir un senseur de contraintes pleinement

distribué[57, 58]. La Figure 2.7 illustre ce traitement de données et le rend plus facile à comprendre.

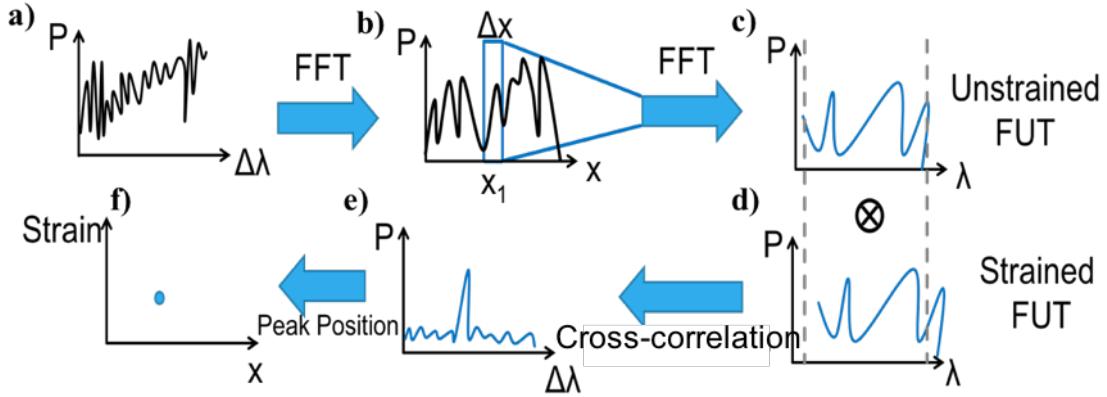


Figure 2.7 : Schéma illustrant le traitement de données menant de l'OFDR à un senseur de contraintes pleinement distribué.

Ainsi, on comprend que la résolution spatiale d'un senseur de ce type dépend de l'intervalle (Δx) sélectionné, communément appelé la longueur de jauge (*gauge length*). Cela dit, on doit encore ici effectuer un choix optimal entre la résolution spatiale désirée et la sensibilité du senseur de contrainte. En effet, une résolution spatiale trop grande ($\Delta x < cm$) rend difficile de résoudre la translation spectrale via l'intercorrélation (*cross-correlation*, voir Figure 2.7) puisqu'une quantité insuffisante de points est considérée dans la seconde transformé de Fourier. Par contre, plus la résolution spatiale est bonne, plus on peut s'attendre à avoir une grande précision lors de la reconstruction de forme puisque la courbure de la fibre est connue à plus d'endroits. Ainsi, dépendamment de l'application désirée et de l'instrumentation disponible, la littérature recense une multitude de caractéristiques pour ce type de senseur. Par exemple, Liehr et al. [59] ont obtenu une résolution spatiale ~ 20 cm limitée par la largeur spectrale balayée par le laser utilisé. L'OBR4600, commercialisé par LUNA inc. [56], est un appareil conçu spécialement pour ce type de mesure et permet de choisir une résolution spatiale entre 1mm et 10cm, avec une sensibilité aux contraintes de l'ordre de quelques $\mu\epsilon$ (qui dépend évidemment de la résolution choisie). Cette approche (OFDR) a aussi été utilisée pour effectuer simultanément des mesures de température et de contrainte avec une résolution de ~ 2 cm sur une distance de 70m avec une sensibilité d'environ $35 \mu\epsilon$ et de 3.5°C [60].

Bref, l'approche OTDR est très intéressante pour les applications nécessitant l'interrogation de longue distance de fibre avec une résolution spatiale généralement de l'ordre de quelques mètres. Par contre, l'OFDR est beaucoup plus intéressante pour notre application puisqu'elle permet d'atteindre des résolutions spatiales de l'ordre du centimètre. La méthode de détection interférométrique limite toutefois la distance sur laquelle on peut effectuer l'OFDR en raison du bruit de la phase du laser utilisé (cohérence). Or, considérant que notre dispositif final utilisé pour faire de la reconstruction de forme à une longueur de quelques dizaines de centimètres, l'OFDR est clairement plus intéressant dans notre cas.

2.1.3 Réseaux de Bragg

On ne peut toutefois pas négliger la possibilité d'utiliser des réseaux de Bragg à titre de senseur de contraintes, considérant que c'est possiblement l'approche la plus répandue et la plus simple. Le principe se base sur l'exposition de la fibre aux rayons UV ou IR suivant un motif périodique. Plusieurs méthodes d'écriture de réseaux de Bragg ont été investiguées, chacune comportant ses avantages et ses inconvénients. L'écriture directe, par exemple, consiste à focaliser un laser IR pulsé (largeur du pulse généralement de l'ordre des femtosecondes) de manière à modifier localement la densité de matières et, par le fait même, l'indice de réfraction. On module ainsi périodiquement l'indice de réfraction, ce qui permet à une fréquence spécifique d'entrer en résonance avec le réseau, menant à la réflexion de cette fréquence avec une efficacité atteignant facilement $> 90\%$.

Une des méthodes d'écriture la plus répandue est l'utilisation d'un masque de phase et d'un interféromètre de Talbot, comme le montre la Figure 2.8, puisqu'il est considérablement plus efficace et que l'écriture peut se faire à l'aide d'un laser continu (dans l'UV). Ainsi, un masque de phase diffracte la lumière et l'on utilise l'ordre de diffraction ± 1 à l'aide de miroirs afin de les faire interférer au niveau du cœur de la fibre. En modifiant l'angle entre les miroirs de l'interféromètre de Talbot, on peut ainsi régler le pas du patron d'interférence et, de facto, le pas du réseau de Bragg. À noter que les fibres de télécommunications standard (SMF28, pour *Single Mode Fiber*) ne sont pas plus photosensibles aux UV et le changement périodique de l'indice de réfraction est difficile à obtenir. On utilise donc généralement des fibres possédant des coeurs dopés au germanium et/ou au bore, ce qui les rend photosensibles. Pour rendre une fibre photosensible alors qu'elle ne l'était initialement pas, on peut également l'hydrogénier, ce qui

mène à la formation de défauts supplémentaires dans le cœur (par exemple, la formation de GeH), qui eux, sont photosensibles aux UV.

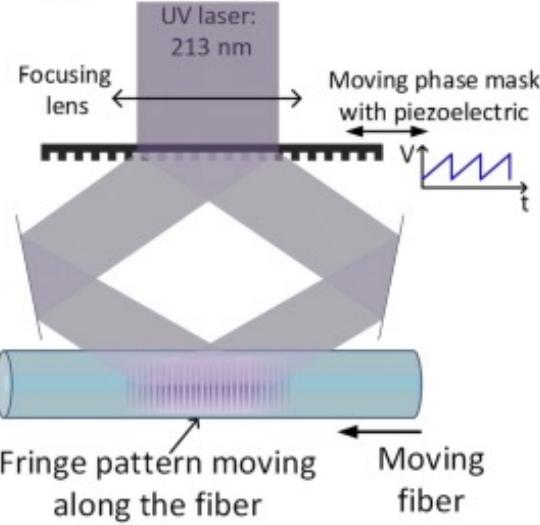


Figure 2.8: Principe d'écriture de réseaux de Bragg basé sur un interféromètre de Talbot [61].

Ainsi, en utilisant l'une ou l'autre des nombreuses techniques étudiées dans la littérature [32], on peut écrire un réseau de Bragg dont les propriétés peuvent être décrites par l'équation 2.9, où Λ est le pas du réseau (période de la modulation de l'indice de réfraction), λ_B est la longueur d'onde de Bragg (longueur d'onde de résonance qui est réfléchie par le réseau) et n_{eff} est l'indice de réfraction effectif du mode. À noter que cette équation décrit seulement les réseaux de Bragg uniformes et non pas les différents types de réseaux plus spécifiques (réseaux apodisés, à angle, *chirpé*, à long pas, etc.).

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad (2.9)$$

On comprend dès lors qu'un changement de température (par expansion thermique et par le changement d'indice effectif local) ou de contrainte (élongation ou compression de la fibre) modifie inévitablement le pas Λ du réseau. La fréquence de résonance (λ_B) détectée en réflexion sera donc également modifiée. L'équation 2.10 [32, 62] décrit cette dépendance des FBG aux changements de température et de contrainte.

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B(C_s\Delta\varepsilon + C_T\Delta T) \quad (2.10)$$

À noter qu'ici, $\Delta\lambda_B$ est le déplacement spectral de la longueur d'onde de Bragg, C_s est le coefficient de contrainte ($\sim 1.2 \text{pm}/\mu\epsilon$) et C_T est le coefficient de température ($\sim 13 \text{pm}/^\circ\text{C}$) [62-64]. Il est toutefois difficile (bien que possible, en utilisant des FBG à angles [65] ou *chirpé* [66]) d'isoler la contribution de la température à celle de l'elongation sur le déplacement spectral de la longueur d'onde de Bragg. Cela étant dit, en optimisant les paramètres des FBGs (le pas du réseau, sa longueur, sa réflectivité, etc.), il est possible d'obtenir des senseurs de contraintes extrêmement sensibles.

Par exemple, une sensibilité de $\sim 104 \text{pm}/\mu\epsilon$ avec une résolution de $700 \text{n}\epsilon$ a été obtenue en utilisant un FBG de 3mm avec un diamètre de fibre réduit à $12 \mu\text{m}$ suite à une gravure à l'acide fluorhydrique (HF) [67]. Une fibre avec un tel diamètre est cependant presque impossible à manipuler dans un milieu chirurgical comme c'est le cas dans le cadre de ce projet. Par contre, une approche similaire utilisant un FBG à diamètre réduit à $60 \mu\text{m}$ a mené à l'obtention d'une sensibilité de $\sim 4.5 \text{pm}/\mu\epsilon$ [68].

L'utilisation de fibre ayant une susceptibilité hautement non-linéaire a également été investiguée, en utilisant le principe de mélange à quatre ondes (FWM, pour *Four Waves Mixing*), on utilise le signal réfléchi par le réseau pour générer une onde à une fréquence plus courte par effet non linéaire. Cette onde en génère alors un autre, et ainsi de suite. Le déplacement spectral dû aux changements de contraintes $\Delta\lambda_B$ est ainsi accentué en cascade d'une fréquence à l'autre. Une sensibilité de $\sim 5.4 \text{pm}/\mu\epsilon$ avec une résolution d'environ $20 \mu\epsilon$ limité par l'analyseur de spectre optique (OSA, pour *Optical Spectrum Analyser*) a ainsi été atteinte[69].

Le principal inconvénient des FBGs pour l'application que l'on souhaite en faire est que l'approche sensorielle est quasi distribuée, c.-à-d. que la courbure de la fibre (directement relié aux contraintes) peut seulement être connue aux endroits où les FBGs sont inscrits. Généralement, on utilise des FBGs ayant une longueur $< 1 \text{cm}$, ce qui correspond à la résolution spatiale optimale si une série de FBGs se succédaient sur toute la longueur de la fibre. Des limitations au niveau de la fabrication rend difficile l'écriture successive d'une série de FBGs à des longueurs d'onde de Bragg différentes ; les FBGs sont ainsi la plupart du temps distancés de quelques centimètres, ce qui contribue également à augmenter la valeur de la résolution spatiale ($> 1 \text{cm}$).

C'est ce qui conclut le survol des différentes approches possibles pour effectuer des mesures de contraintes de façon distribuée ou quasi distribuée. En résumé, puisque les mesures doivent être effectuées via un signal rétrodiffusé considérant que l'un des bouts de la fibre sera situé à l'intérieur d'instruments chirurgicaux, notre approche doit se baser soit sur les différents types de diffusions, soit sur les réseaux de Bragg. Les types de diffusion se divisent en trois grandes catégories, soit la diffusion Raman, dont l'approche sensoriel distribué est très peu sensible aux variations de contrainte (donc non pertinente dans le cadre de ce projet), la diffusion Brillouin et la diffusion Raman. L'analyse de la diffusion Brillouin et Rayleigh dans le domaine temporel (BOTDR) est surtout utilisée pour des mesures sur de longues distances considérant qu'elle offre une résolution spatiale limitée à quelques mètres. Même si elle a une meilleure résolution, la diffusion Brillouin le domaine fréquentiel (BOFDA) nécessite l'utilisation d'un signal sonde contra-directionnel à la pompe ne concorde pas avec nos besoins. La diffusion Rayleigh combinée à l'OFDR , quant à elle, offre des caractéristiques qui correspondent à nos besoins en termes de résolution spatiale et de sensibilité aux contraintes. Pour ce qui est des réseaux de Bragg, l'aspect quasi distribué nous pousse à émettre l'hypothèse qu'ultimement, l'OFDR (pleinement distribuée) nous permettrait d'obtenir une plus grande précision pour de la reconstruction de forme 3D. C'est d'ailleurs la raison pour laquelle nous avons choisi l'approche OFDR pour réaliser notre projet. Le Tableau 2.1 résume les caractéristiques propres à chacune des méthodes proposée [38, 41, 53].

Tableau 2.1 : Résumé des approches envisageables pour mesurer la contrainte (courbure) des fibres de manières distribuées ou quasi distribuées

<i>Méthodes</i>	<i>Résolution sensorielle</i>	<i>Résolution spatiale</i>	<i>Longueur d'interrogation</i>
<i>BOTDR</i>	~60 $\mu\epsilon$	~1 à 10m	~2 à 50km
<i>Rayleigh OTDR</i>	~1 $\mu\epsilon$	~1 à 10m	~1 à 25km
<i>Rayleigh OFDR</i>	~1 $\mu\epsilon$	~0.1 à 10cm	~30 à 2000m

FBG

 $\sim 20 \mu\epsilon$ $\sim 1\text{mm}$

Limité par le nombre
de FBGs

2.2 Reconstruction de la forme de fibres optiques

Maintenant que nous avons déterminé l'approche choisit pour effectuer les mesures de contraintes, nous survolerons, dans cette section, les différents résultats et progrès recensés dans la littérature sur la reconstruction de forme de fibres optiques. Il est à noter que presque la totalité des études sur le sujet a été effectuée en utilisant une série de réseaux de Bragg. Nous aurons donc l'opportunité de comparer notre approche (OFDR) afin de situer sa précision par rapport à celle basée sur l'utilisation de FBGs. Cela étant dit, dans tous les cas, l'idée derrière la reconstruction de forme 3D repose sur l'équation 2.11. Cette équation, où r est la distance entre le cœur de la fibre et le centre du triplet de fibres, relie la contrainte mesurée (ϵ) pour une section de la fibre à la courbure (κ) de cette section.

$$\epsilon = r\kappa \quad (2.11)$$

Ainsi, comme mentionné, on peut déterminer le rayon de courbure de la fibre en mesurant son élongation. Par contre, puisque la reconstruction de la géométrie de la fibre doit se faire en trois dimensions, on doit utiliser un minimum de trois fibres (ou d'une fibre comportant trois cœurs) afin d'avoir trois degrés de liberté.

Cette idée d'utiliser une fibre multicoeur pour mesurer le déplacement de fibre a d'abord été proposer en 2000 pour suivre la flexion d'instruments qui sont conçus pour être statiques et rigides [70, 71]. L'approche était alors basée sur des mesures de contraintes par interférométrie entre les différents cœurs. Puisque chaque cœur ressent une élévation différente selon la direction de flexion, il est possible de mesurer cette flexion en comparant la phase du signal propre à chaque cœur par le biais de mesure interférométrique. Avec cette approche, une précision de $\sim 26 \mu\text{rad}$ a été obtenue sur l'angle de flexion de la fibre.

Ce n'est qu'en 2003 que l'apparition des réseaux de Bragg pour effectuer le même type de mesures (mesure de flexion/courbure) à eu lieu [72]. On utilisait alors une fibre à 4 coeurs parmi lesquelles seulement trois des quatre cœurs étaient inscrits de FBGs (en raison de limitations expérimentales). La Figure 2.9 illustre alors le montage expérimental utilisé pour faire les

mesures de courbures dans la fibre. L'idée est d'utiliser une source à large bande de fréquence (BBS, pour *Broad Band Source*) et d'insérer le signal dans une fibre à quatre cœurs grâce à un *Fan-out*. Finalement, le spectre du signal rétrodiffusé provenant des FBGs est redirigé dans l'analyseur de spectre optique (OSA) grâce à un circulateur.

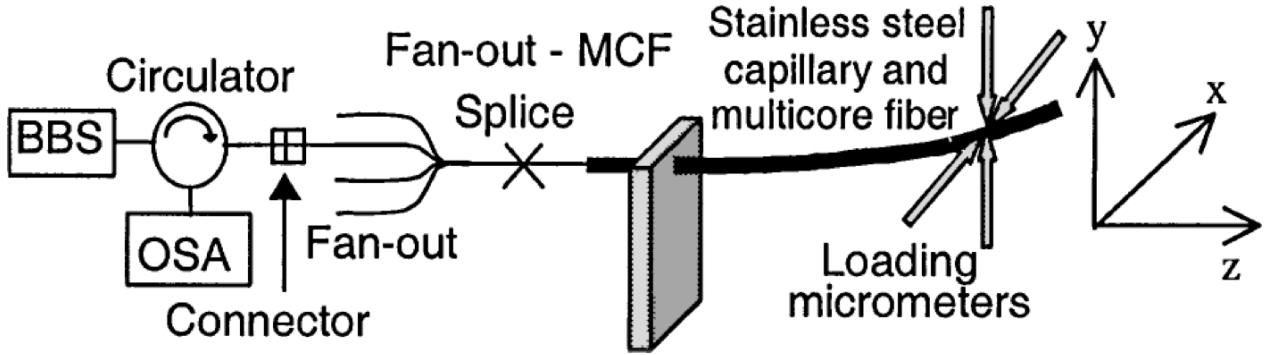


Figure 2.9 : Schéma expérimental permettant de mesurer l'amplitude et l'orientation de la courbure d'une fibre multicoeur [72].

L'idée utilisée pour orienter le rayon de courbure est quant à elle illustrée à la Figure 2.10. Le schéma présent sur cette figure propose l'utilisation de trois fibres distinctes (triplet de fibre) plutôt que d'une fibre multicœur, mais le principe reste le même. Ainsi, on envoie un signal à large bande de fréquence et l'on mesure le spectre de réflexion des réseaux de Bragg. Lorsque les FBGs sont soumis à des contraintes/courbures, au moins un des trois FBGs réagira différemment à la courbure puisqu'ils ne sont pas colinéaires. Si les FBGs sont en compression, la longueur d'onde réfléchit par ces réseaux sera déplacé vers de longueurs d'ondes plus courtes, et vice versa. On peut ainsi retrouver à la fois l'amplitude et l'orientation de la courbure de la fibre.

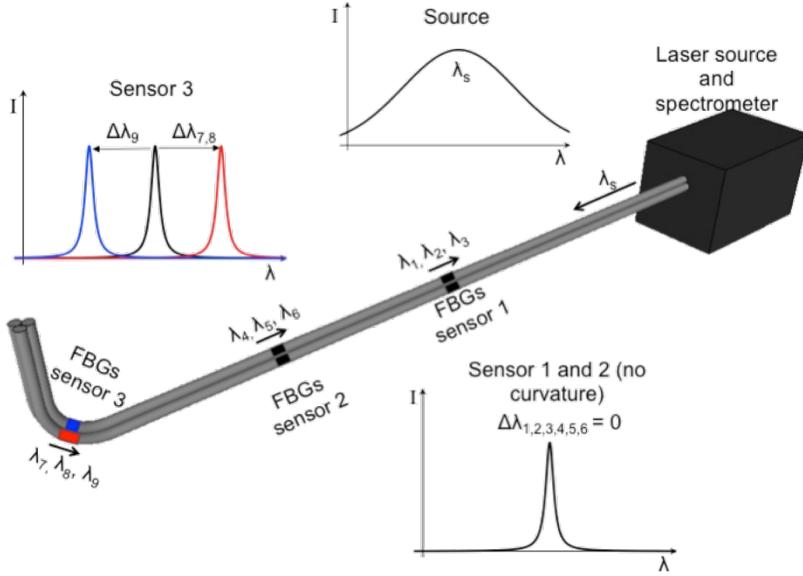


Figure 2.10 : Principe permettant de mesurer à la fois l'amplitude et l'orientation de la courbure d'un triplet de fibre grâce aux senseurs de contraintes basées sur les FBGs.

Avec le montage expérimental présenté à la Figure 2.9, une résolution sur la courbure de la fibre de $\sim 0.0579\text{m}^{-1}$ a été obtenue [72]. La résolution obtenue était alors fortement limitée par les caractéristiques des FBGs, dont l'écriture uniforme à l'intérieur des **quatre** cœurs était, à l'époque, difficilement réalisable.

Ce sont néanmoins ces travaux qui ont mené vers la réalisation des premières recherches concernant l'utilisation de dispositif semblable dans des instruments chirurgicaux minimalement invasifs. En effet, en 2004, des travaux ont été effectués sur la reconstruction de forme 3D de côlonoscope grâce à des fibres optiques [73, 74]. Qian *et al.* [73] utilisaient alors seulement deux FBGs, chacun dans une fibre différente. Les mesures étaient donc limitées à mesurer un rayon de courbure uniforme (une seule position de mesure) et selon seulement un axe. Cela dit, dans de telles conditions, une précision moyenne d'environ $\sim 1.6\text{mm}$ a été obtenue sur la forme du côlonoscope. Zhang *et al.* [74, 75] ont quant à eux effectué des mesures quasi distribuées en utilisant 2 fibres contenant chacun 10 FBGs. Ainsi, des mesures de courbures non uniformes ont pu être réalisées avec une précision moyenne de l'ordre de quelques centimètres ($\sim 2.41\text{cm}$) sur la forme du côlonoscope. Miller *et al.* [76] ont effectué une étude similaire avec 15 m de fibres optiques inscrites d'un FBG à chaque 40 cm (37 FBGs le long de la fibre). La précision obtenue sur la position du bout des fibres (une seule position) est d'environ $\sim 5\text{ cm}$.

Jusqu'à présent, la majorité de ces études était basée sur de la reconstruction de forme ultérieurement aux mesures de contraintes dans les fibres. À la lumière de nos recherches, ce n'est qu'en 2006 que les premières mesures de courbures dynamiques ont été investigués [77]. Dans cet article, la forme en deux dimensions de 1.6 cm de longueur de fibres est reconstruite en utilisant une fibre multicoeur à quatre cœurs inscrits de FBGs d'environ un centimètre de long. L'approche est innovatrice puisqu'elle fait intervenir un filtre spectral composé d'une série de réseaux dans des guides-ondes (AWG pour *Arrayed Waveguide Gratings*). L'utilisation de ces filtres permet de mesurer le déplacement spectral des FBGs causé par l'élongation de la fibre grâce à une mesure d'intensité uniquement, permettant d'obtenir une bien meilleure résolution sur les contraintes dans la fibre ($< 1 \mu\epsilon$). Avec cette approche, il est mentionné que la précision sur la reconstruction de forme est d'environ 0.9 mm avec une vitesse d'acquisition de 1.125 kHz. L'atteinte de cette précision repose toutefois sur l'utilisation de FBGs ayant une longueur pratiquement équivalente à la FUT. Ainsi, si l'on veut effectuer de la reconstruction de forme sur quelques dizaines de centimètres, l'utilisation d'une série de FBGs est alors nécessaire et il faut approximer la forme de la fibre aux endroits où aucun FBG n'est inscrit, ce qui mène nécessairement à une perte de précision.

En 2007, Yi *et al.* [78] suggère l'utilisation d'une série de 5 FBGs, également distancés de 10 cm, inscrits sur chacune des 4 fibres utilisées (positionnées perpendiculairement l'un à l'autre) le long d'un côlonoscope. La Figure 2.11 illustre le dispositif utilisé à l'intérieur du côlonoscope. À l'aide d'un algorithme de reconstruction de forme basé sur une interpolation linéaire entre deux points successifs (géométrie différentielle), une précision moyenne de 4.1mm a été obtenue pour un côlonoscope d'environ 60cm de long. Ce résultat est très intéressant et on commence déjà à voir le potentiel de ce type d'approches pour faire de la reconstruction de forme dans des instruments chirurgicaux minimalement invasifs.

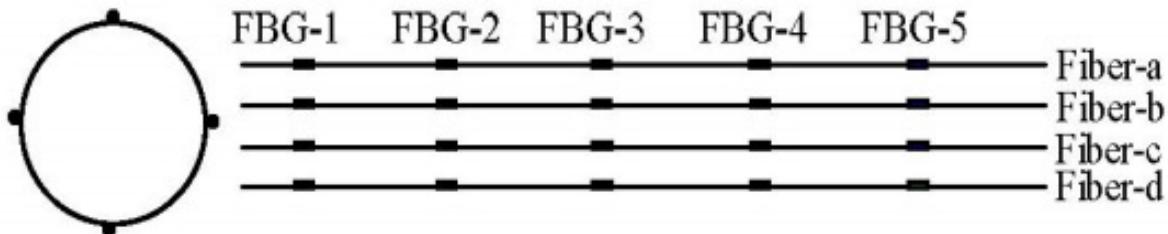


Figure 2.11 : Disposition des fibres et des FBGs pour la configuration suggérée par Yi *et al.* [78]

Toujours en 2007, une étude approfondie réalisée par Duncan *et al.* [79, 80] compare la précision atteignable avec l'approche des FBGs et avec l'approche OFDR basée sur la diffusion Rayleigh. Une fibre multicoeur (trois cœurs séparés de 120° l'un de l'autre) de 1.1 m de long contenant 110 FBGs distancé de 1 cm a été utilisée dans les deux cas. Pour l'approche OFDR, les mesures ont été prises à l'extérieur de la bande passante des FBGs de manière à ce que le signal rétrodiffusé ne provienne que de la diffusion Rayleigh. Deux configurations de fibres ont été comparées, l'une impliquant une boucle d'environ 10cm de rayon de courbure et l'autre utilisant une simple déflexion selon un seul plan. Avec l'utilisation des FBGs, les précisions obtenues ont été estimées, suite à une analyse statistique rigoureuse, de 1.9 mm et 5.8 mm, respectivement aux deux géométries testées. Quant à l'approche pleinement distribuée basée sur l'OFDR, les précisions respectivement obtenues sont de 0.3 mm et 0.8 mm. C'est d'ailleurs une des principales raisons pour laquelle nous avons décidé d'utiliser cette approche en nous concentrant cependant sur des applications biomédicales. Ces résultats ont d'ailleurs mené vers la publication d'un brevet, détenue par LUNA inc. [81]. Ce brevet explique également en détail un algorithme mathématique et un modèle géométrique permettant de reconstruire la forme des fibres utilisées en se basant uniquement sur les mesures de contraintes dans celles-ci. Puisque c'est d'ailleurs sur ce modèle que sera basée la totalité de nos résultats, il sera expliqué plus en détail dans le Chapitre 3.

Par la suite (2010), d'autres études ont, par exemple, été effectuées sur des aiguilles chirurgicales typiques, c.-à-d. une aiguille 18Ga (~ 1.27 mm de diamètre) de 15 cm de long [82]. Park *et al.* ont ainsi démontrés qu'en positionnant trois fibres contenant chacun 2 FBGs distancés de 63 mm le long de l'aiguille à l'aide de techniques d'usinage fait sur mesures, on peut obtenir une précision moyenne de 0.28 mm et de 0.38 mm sur la position du bout de l'aiguille (et non sur la forme complète de l'aiguille) selon deux plans perpendiculaires l'un à l'autre. Dans ce cas-ci, la disposition des fibres le long de l'aiguille est présentée à la Figure 2.12. Les auteurs suggèrent également une approche astucieuse pour effectuer une calibration permettant d'obtenir la courbure des fibres à partir de la translation spectrale propre à chaque FBG, menant à la reconstruction de la forme de l'aiguille à un taux de ~ 4 Hz. Aussi, la compatibilité de cette méthode avec les systèmes d'IRM a été prouvée pour la première fois, démontrant une précision similaire lorsque le système et l'IRM étaient simultanément utilisés. Une étude plus approfondie

sur la compatibilité et les bénéfices d'utiliser simultanément l'IRM et les senseurs de forme basés sur les FBGs a également été publiée en 2014 [83].

Une étude similaire a aussi été effectuée en utilisant un système d'interrogation commercialisé par Deminsys permettant une acquisition de données rapide ($\sim 20\text{kHz}$) [84]. Le triplet de fibres, avec chaque fibre contenant 2 FBGs distancés de 70 mm, est ici inséré dans une aiguille chirurgicale de 19cm de long. Pour une seule déflexion maximale de 12.5 mm sur le bout de l'aiguille, la précision moyenne obtenue est de $\sim 0.89\text{ mm}$ et diminue à $\sim 1.32\text{ mm}$ pour une déformation de l'aiguille avec deux points de flexions. Nous avons nous-mêmes utilisé cet interrogateur commercial (Deminsys Python interrogator) pour effectuer un suivi de la position du bout d'une aiguille chirurgicale avec une précision de $\sim 1\text{mm}$ pour une flexion de cet embout d'environ 11 mm [85]. Une précision similaire a été atteinte sur la position de l'ensemble de l'aiguille en comparant les résultats obtenus à des images provenant de deux caméras positionnées perpendiculairement. Lors de cette expérience, deux FBGs étaient inscrits, distancés de 50 mm, dans chacune des trois fibres constituant le triplet ayant 82 mm de long.

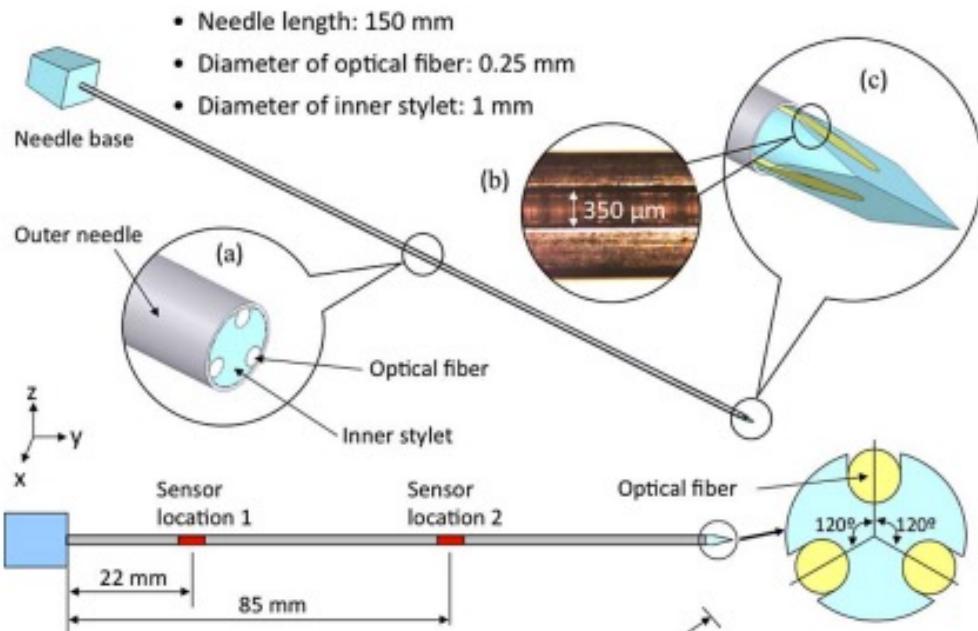


Figure 2.12 : Disposition des fibres et des FBGs suggérés par Park *et al.* [82] effectué grâce à l'usinage fait sur mesure d'une aiguille chirurgicale.

Les différentes sources d'erreurs ayant peu été étudié jusqu'à présent, van der Heiden *et al.* [86, 87] propose une analyse numérique permettant de calculer la précision atteignable sur l'obtention du rayon de courbure d'un triplet de fibres tel qu'illustré à la Figure 2.13. Le triplet de fibres utilisé a dans ce cas-ci une longueur de 10 cm et chaque fibre contient 3 FBGs également distancés de 2.35 cm.

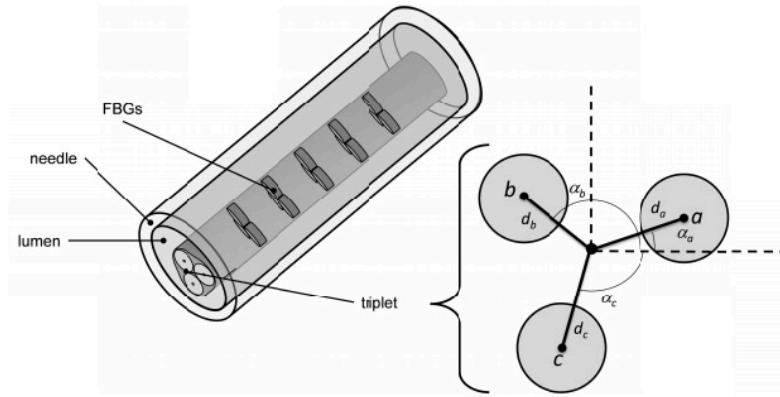


Figure 2.13 : Représentation d'un triplet de fibres et identification des paramètres visées par l'analyse d'erreurs proposée par van der Heiden *et al.* [86].

Par des méthodes de simulation, les auteurs démontrent ainsi qu'en mesurant avec précision la distance entre le centre du triplet et le cœur de chaque fibre (d_i), la longueur d'onde de Bragg de chaque FBG et l'angle relatif entre chaque fibre (α_i), il est possible d'augmenter la précision sur la forme des fibres. Selon leurs simulations, cette précision passe de 1.2 mm (lorsque ces paramètres sont estimés à celle escomptée lors de la fabrication du triplet) à 0.1 mm (lorsqu'ils sont assidument mesurés). À ce sujet, Kemp *et al.* [88] ont alors proposé une méthode permettant de déterminer ces paramètres avec une bonne précision. Utilisant un triplet de fibres inscrit de 4 FBGs par fibres insérées dans une aiguille chirurgicale, l'idée est de faire fléchir l'aiguille selon une configuration prédéterminée. Ensuite, on fait tourner l'aiguille selon l'axe du triplet de fibre de manière à faire varier la contrainte mesurée par chaque FBG. On peut alors prédire le comportement de la contrainte mesurée en fonction de l'angle de rotation de l'aiguille grâce aux équations 2.12 à 2.14, où d_i est la distance entre le centre du triplet de fibre et le cœur de la fibre i , κ est la courbure de la fibre au point où se situent les FBGs, α est l'angle initial entre l'axe de flexion du triplet et la fibre 1, et ϕ_{1i} est l'angle relatif entre les fibres 1 et i .

$$\epsilon_1 \propto d_1 \kappa \sin(\alpha) \quad (2.12)$$

$$\epsilon_2 \propto d_2 \kappa \sin(\alpha + \phi_{12}) \quad (2.13)$$

$$\epsilon_3 \propto d_3 \kappa \sin(\alpha + \phi_{13}) \quad (2.14)$$

Ainsi, au fur et à mesure que le triplet tourne, chaque FBG ressentira une contrainte qui variera d'une valeur maximale (là où la fibre sera le plus étiré) et une valeur minimale (le moins étiré), sinusoïdalement. La Figure 2.14 illustre le résultat obtenu pour un des quatre triplets de FBGs. En mesurant le déphasage entre le signal sinusoïdal provenant des FBGs, on peut déterminer l'angle relatif entre chaque FBGs et l'amplitude du signal sinusoïdale nous informe sur la distance entre le centre du triplet de fibre et le cœur de chaque fibre.

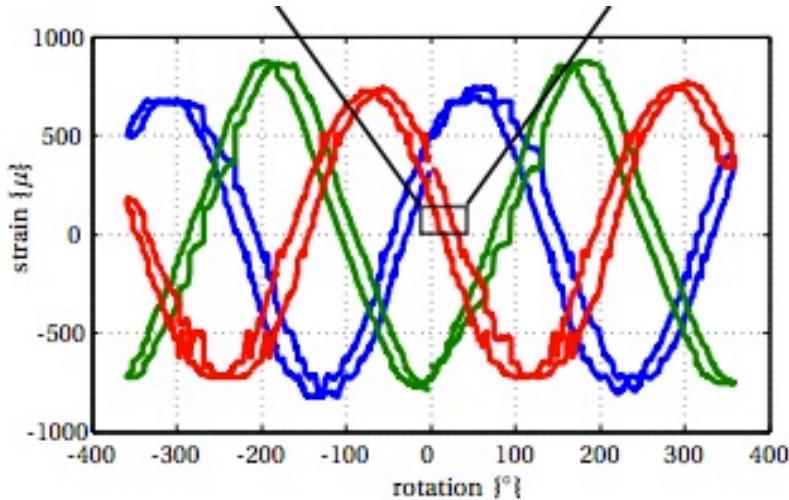


Figure 2.14 : Méthode de calibration proposée par Kemp *et al.* [88] pour caractériser la géométrie du triplet de fibres.

Nous utiliserons d'ailleurs cette méthode pour caractériser nos dispositifs (triplets de fibres) créer dans le cadre de ce projet. Avec cette approche, les auteurs ont obtenu une précision de 1mm sur la position du bout d'une aiguille chirurgicale de 19 cm. Le même groupe a également développé une méthode permettant de **diriger** une aiguille ayant un embout à angle (*beveled tip*) dans une gélatine simulant des tissus mous humains en effectuant simultanément de la reconstruction de forme 3D basée sur cette l'approche décrite ci-haut. Grâce à une boucle de rétroaction sur le signal provenant de la reconstruction de forme, l'atteinte de la zone ciblée a été effectuée avec une précision moyenne de 0.74 mm [89, 90].

En 2013, Ledermann et al. suggèrent une approche numérique pour optimiser également la position des FBGs le long des triplets (ou des fibres multicoeurs). Ces simulations permettent ainsi de connaître l'emplacement optimal des FBGs selon le type de déformations (cubique, circulaire ou simplement une flexion unidirectionnelle). N'utilisant plus des FBGs équidistants entre eux, ils arrivent à démontrer que la précision peut ainsi passer de ~ 11.7 mm à ~ 1.8 mm avec des positions de FBGs optimales. La précision initiale (~ 11.7 mm) est loin de celle atteinte par d'autres groupes de recherches (< 1 mm), mais l'augmentation de la précision est tout de même d'un ordre de grandeur.

En conclusion de cette section, on comprend que l'utilisation de fibres optiques directement insérées dans des instruments chirurgicaux minimalement invasifs a fait l'objet de multiples recherches et est une approche des plus prometteuses. L'utilisation de FBGs à titre de senseur de contrainte est de loin l'approche la plus investigée et offre des précisions pouvant atteindre des valeurs submillimétriques (< 1 mm). Cela étant dit, la littérature démontre que cette précision dépend de plusieurs facteurs, notamment la caractérisation précise des FBGs et de la géométrie des triplets de fibres utilisés. La position relative entre les différents FBGs le long des triplets est également un aspect important à optimiser afin de maximiser la précision de tels instruments. Une autre source d'erreurs qui n'a toujours pas été mentionnée est la précision sur la position relative des FBGs, qui sont censés être situés exactement aux mêmes endroits le long du triplet de fibre. En d'autres mots, supposons qu'un triplet de fibre possède deux triplets de FBGs (donc deux FBGs par fibre) positionnés à 20 mm et à 70 mm de la base du triplet. Si la position de l'une des fibres est décalée par rapport aux autres et que les FBGs seraient positionnés, par exemple, à 19 mm et 72 mm, une erreur supplémentaire non négligeable intervient. L'utilisation d'une fibre multicoeur peut cependant permettre de se débarrasser de cette source d'erreur puisque l'inscription des FBGs s'effectue simultanément sur tous les cœurs de la fibre, donc à la même position.

Une étude a également démontré quand utilisant l'approche OFDR basée sur la diffusion Rayleigh, la précision peut être nettement plus grande (~ 0.3 mm) et l'optimisation de la position des FBGs devient inutile puisque l'approche sensorielle est pleinement distribuée. La caractérisation géométrique du triplet de fibres demeure cependant essentielle.

Dans les sections qui suivent, nous décrirons donc les travaux effectués dans le but de reproduire et d'optimiser la précision obtenue grâce à un système utilisant l'OFDR pour effectuer de la reconstruction de forme. Connaissant désormais les principales limitations et les avancées effectuées dans le domaine, nous serons de facto en mesure de comparer nos résultats et d'analyser en profondeur les différentes sources d'erreurs présentes dans notre système.

CHAPITRE 3 THÉORIE

Cette section résume les différents développements mathématiques nécessaires à la réalisation de ce projet. Pour commencer, la théorie derrière l'OFDR sera détaillée afin de faciliter la compréhension et, par le fait même, l'analyse de ce processus. Ensuite, le modèle géométrique utilisé pour effectuer de la reconstruction de forme 3D à partir des mesures de contraintes sera résumé. Finalement, nous survolerons la théorie des poutres proposée par Euler et Bernoulli permettant de comparer la forme de l'aiguille utilisée lors de nos mesures avec un modèle théorique.

3.1 Senseur de contrainte basé sur l'OFDR

La théorie sur laquelle se base l'OFDR découle directement des équations de Maxwell dans un milieu diélectrique [38, 57, 91]. Pour commencer on relit la densité de flux électrique \mathbf{D} avec le champ électrique dans le milieu \mathbf{E} via la permittivité du milieu ($\epsilon(z)$) de propagation de l'onde, comme le montre l'équation 3.1. On modelise alors la fibre optique comme un milieu diélectrique de permittivité constante ϵ avec la présence de variations $\Delta\epsilon(z)$ causées par une distribution aléatoire de défauts (diffusion Rayleigh).

$$\vec{D} = \epsilon(z)\vec{E} = (\epsilon + \Delta\epsilon(z))\vec{E} \quad (3.1)$$

On utilise ensuite trois des quatre équations de Maxwell illustrées aux équations 3.2 à 3.4, où \mathbf{H} représente le champ magnétique, ainsi que l'identité présentée à l'équation 3.5.

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (3.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (3.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (3.4)$$

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{A}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A} \quad (3.5)$$

En utilisant l'équation 3.1 dans l'équation 3.2, on trouve aisément l'équation 3.6.

$$\nabla \cdot \vec{E} = -\vec{E} \cdot [\nabla(\ln(\epsilon + \Delta\epsilon(z)))] \quad (3.6)$$

Aussi, en effectuant un rotationnel sur l'équation 3.3 ($\nabla \times (\nabla \times \vec{E})$) et en substituant à la fois celui-ci par l'identité présentée à l'équation 3.5 et le rotationnel de \mathbf{H} par l'équation 3.4, on arrive ultimement à l'équation 3.7.

$$\mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \nabla^2 \vec{E} - \nabla [\vec{E} \cdot (\nabla \ln(\epsilon + \Delta\epsilon(z)))] + \mu_0 \frac{\partial^2 \Delta\epsilon(z) \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (3.7)$$

Dans cette équation, on peut, selon toutes vraisemblances, négliger la dépendance temporelle de $\Delta\epsilon$ en supposant que les défauts sont statiques. De plus, on peut également faire l'approximation bien connue qui consiste à remplacer les dérivées temporelles du champ électrique \mathbf{E} par $-i\omega$ ($\vec{E} \propto e^{-i\omega t}$), où ω correspond à la fréquence de l'onde électromagnétique. Finalement, en utilisant l'approximation de l'onde transverse sur \mathbf{E} (c.-à-d. $\vec{E} \rightarrow \vec{E}(z, t)$), on trouve l'équation 3.8, où β est le nombre d'ondes ($\beta = \sqrt{\mu_0 \epsilon} \omega = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$). À noter que le troisième terme de l'équation 3.7 est toujours nul puisque l'on considère que la dépendance de $\Delta\epsilon$ est strictement longitudinale (perpendiculaire à \mathbf{E}).

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} + \beta \left(1 + \frac{\Delta\epsilon(z)}{\epsilon} \right) \vec{E} = 0 \quad (3.8)$$

Cette équation a exactement la même forme que l'équation d'onde d'Helmholtz en une dimension, ce qui suggère une solution ayant la forme présentée à l'équation 3.9.

$$\vec{E} = E_0 e^{i\beta z} + \Psi(z, \beta) e^{-i\beta z} \quad (3.9)$$

Ici, le premier terme représente donc le signal incident et le deuxième, un signal contra directionnel d'amplitude $\Psi(z, \beta)$ causé par la diffusion Rayleigh. En substituant l'équation 3.9 dans l'équation 3.8, on obtient l'équation 3.10.

$$E_0 \beta^2 \frac{\Delta\epsilon(z)}{\epsilon} e^{2i\beta z} + \frac{\partial^2 \Psi(z, \beta)}{\partial z^2} - 2i\beta \frac{\partial \Psi(z, \beta)}{\partial z} + \beta^2 \frac{\Delta\epsilon(z)}{\epsilon} \Psi(z, \beta) = 0 \quad (3.10)$$

Finalement, en supposant que le champ incident est considérablement plus grand que le champ rétrodiffusé (c.-à-d. $|\Psi| \ll E_0$), le deuxième et le quatrième terme de l'équation 3.10 deviennent négligeable par rapport aux autres et l'on trouve la solution présentée à l'équation 3.11.

$$\Psi(-\infty, \beta) \approx \frac{\beta E_0}{2i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta\epsilon(z)}{\epsilon} e^{2i\beta z} dz \quad (3.11)$$

En analysant cette équation, on remarque que l'amplitude complexe du signal provenant de la diffusion Rayleigh est en réalité la transformée de Fourier des variations de permittivité $\frac{\Delta\epsilon(z)}{\epsilon}$ évaluée au double de la fréquence spatial du champ incident. Cela étant dit, comme nous l'avons mentionné dans la section 2.1.2, le but principal de l'OFDR est d'obtenir l'intensité du signal rétrodiffusé en fonction de la position le long de la FUT. Pour ce faire, on détecte d'abord l'intensité du signal rétrodiffusé en fonction de la longueur d'onde du laser ($I_d(\beta)$), comme le montrent les Figure 2.6 et Figure 2.7a. L'idée est d'ensuite de faire une transformée de Fourier de cette intensité pour l'obtenir dans le domaine spatial $I_d(z)$, donc en fonction de la position le long de la FUT. Il est toutefois important de se rappeler que pour faire une transformée de Fourier de la sorte, l'information sur la phase du signal doit être connue (et non pas juste sur l'amplitude). On introduit donc volontairement une réflexion de référence (avec un coefficient de réflexion r) à la position z_0 afin de connaître à la fois la phase et l'amplitude du signal rétrodiffusé par le biais d'une mesure interférométrique. L'amplitude complexe de ce signal (éq. 3.11) possèdera donc un terme supplémentaire, comme le décrit l'équation 3.12 et la norme de ce champ permet d'obtenir une expression (éq. 3.13) décrivant l'intensité détectée.

$$\Psi_d(\beta) = \frac{E_0 \beta}{2i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta\epsilon(z)}{\epsilon} e^{2i\beta z} dz + r E_0 e^{2i\beta z} \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned} I_d(\beta) &= \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu_0}} \Psi_d(\beta) \Psi_d^*(\beta) \\ &= \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu_0}} E_0^2 \left[r^2 + \frac{\beta^2}{4\epsilon^2} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta\epsilon(z) e^{2i\beta z} dz \int_{-\infty}^{\infty} \Delta\epsilon(z) e^{-2i\beta z} dz \right. \\ &\quad \left. + \frac{r\beta}{2i\epsilon} \left(e^{-2i\beta z} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta\epsilon(z) e^{2i\beta z} dz - e^{2i\beta z} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta\epsilon(z) e^{-2i\beta z} dz \right) \right] \end{aligned} \quad (3.13)$$

Cette équation (3.13) décrit le signal détecté expérimentalement dans un système OFDR tel qu'illustré à la Figure 2.7a. Cette relation est difficilement interprétable, mais en effectuant une transformée de Fourier inverse pour retourner dans le domaine spatial et obtenir l'intensité du spectre rétrodiffusé en fonction de la position le long de la FUT, on peut obtenir une expression beaucoup plus simple en effectuant un minimum d'approximations et d'assomptions[57]. Cette expression est présentée à l'équation 3.14, où c est la vitesse de la lumière dans le vide, n est l'indice de réfraction de la fibre, β_0 est le nombre d'ondes centrales autour duquel le laser effectue un balayage sur $\pm\Delta\beta$, z est la position le long de la FUT et $\Delta\bar{\epsilon}(z)$ est la partie mesurable de la variation de la permittivité propre aux fréquences balayées par le laser. À noter que $\Delta\bar{\epsilon}(z)$ est également défini selon l'équation 3.15.

$$I_d(z) = \int_{-\Delta\beta}^{\Delta\beta} I_d(\beta - \beta_0) e^{-i\beta z} d\beta = E_0^2 r \frac{c\pi\beta_0}{ni} \Delta\bar{\epsilon}\left(z_0 + \frac{z}{2}\right) \quad (3.14)$$

$$\Delta\bar{\epsilon}(z) = \frac{2}{\pi} \int_{\beta_0 - \Delta\beta}^{\beta_0 + \Delta\beta} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta\epsilon(z) e^{i2\beta z} dz e^{-i2\beta z} d\beta \quad (3.15)$$

L'équation 3.15 montre que $\Delta\bar{\epsilon}(z)$ est relié à $\Delta\epsilon(z)$ via deux transformées de Fourier successives. Puisque $\Delta\epsilon(z)$ est complètement aléatoire (bien que statique), cela suggère que $\Delta\bar{\epsilon}(z)$ l'est tout autant. Ainsi, l'intensité du signal rétrodiffusé en fonction de la position le long de la FUT ($I_d(z)$), obtenue par le biais d'une FFT inverse du signal détecté $I_d(\beta)$, aura un aspect tout aussi aléatoire que $\Delta\bar{\epsilon}(z)$ puisqu'ils sont proportionnels. C'est d'ailleurs la raison pour laquelle la Figure 2.7a et Figure 2.7b ont été schématisés comme étant des signaux aléatoires; la théorie modélisant ces courbes (décrise par les équations 3.13 et 3.14, respectivement) montre qu'elles ont cette apparence à cause du caractère aléatoire de la variation de permittivité $\Delta\epsilon(z)$ (présence de défauts dans le cœur de la fibre). Ainsi, bien que ces équations ne permettent pas, à proprement parler, de prédire la forme du signal détecté, ils permettent néanmoins de comprendre leur aspect aléatoire (bien que statique pour une même fibre). L'équation 3.14 permet d'ailleurs de connaître $\Delta\bar{\epsilon}(z)$, c.-à-d. la distribution des défauts le long d'une fibre, ce qui est initialement l'objectif principal de l'OFDR dans le but de caractériser l'atténuation dans celle-ci.

Comme le montre la Figure 2.7, le traitement de données s'effectue ensuite de manières discrètes en utilisant des FFT (pour *Fast Fourier Transform*). De par les propriétés des transformés de

Fourier, on peut ainsi comprendre que la longueur sur laquelle il est possible de connaître les contraintes (ΔL) (domaine temporel) est inversement proportionnelle à la finesse spectrale ($\delta\lambda$) du laser utilisé (domaine fréquentiel). Dans un même ordre d'idée, la résolution spatiale de l'OFDR (δx) est inversement proportionnelle à l'étendue spectrale ($\Delta\lambda$) sur laquelle les mesures sont effectuées. Les équations 3.16 et 3.17 illustrent ces dépendances [57].

$$\Delta L = \frac{\lambda^2}{4n\delta\lambda} \quad (3.16)$$

$$\delta x = \frac{\lambda^2}{4n\Delta\lambda} \quad (3.17)$$

Cela étant dit, nous verrons, dans la section qui suit, que la résolution spatiale sur les mesures de contraintes est moins bonne que celle décrite par l'équation 3.17. En se référant à la Figure 2.7, rappelons-nous que pour obtenir la tension (ε) le long de la fibre, il faut d'abord sélectionner une section Δx du signal $I_d(z)$ et en faire une transformée inverse de manière à obtenir le spectre de réflexion complet de cette section de fibre. Par la suite, en faisant une *cross-correlation*, l'on compare ce spectre lorsque la FUT est soumise à des tensions (ε) à celui lorsque la FUT est au repos. La position du pic dans le domaine fréquentiel résultant de cette *cross-correlation* est alors directement proportionnelle à la tension ε . Cela dit, la résolution de ce pic (voir Figure 2.7e) dépend directement du nombre de points considéré lors de la *cross-correlation*. L'utilisation d'une résolution spatiale (Δx) très bonne ($<0.5\text{cm}$) impliquerait de considérer très peu de points et il serait alors difficile de déterminer avec précision la translation du spectre due aux contraintes dans la fibre. Un compromis doit donc être fait entre la résolution spatiale de notre senseur et sa sensibilité et l'équation 3.18, où $\Delta\varepsilon$ est la résolution/sensibilité du senseur de tensions, permet de quantifier ce compromis.

$$\Delta x\Delta\varepsilon = \frac{\lambda}{4n} \quad (3.18)$$

À titre indicatif, l'instrument utilisé lors de nos mesures (OBR4600), qui est le système de réflectométrie (OFDR) commercialisé par LUNA Inc. utilise un laser avec une résolution spectrale $\delta\lambda \approx 0.02\text{ pm}$ et une plage de balayage en longueur d'onde $\Delta\lambda \leq 85\text{ nm}$ pour des mesures d'atténuation standard et de $\Delta\lambda \leq 42\text{ nm}$ pour des mesures de contraintes [56].

3.2 Modèle géométrique pour la reconstruction de formes 3D

Maintenant que nous comprenons davantage la théorie derrière l'OFDR, la façon de tiré profit de cette approche pour faire des mesures de contraintes ainsi que ses paramètres limitants, il nous suffit désormais d'établir un modèle géométrique permettant de reconstruire la forme de trois fibres optiques collées de manière à formée un triplet de fibre tel que décrit dans la revue de littérature. Le modèle mathématique que nous avons utilisé est celui proposé par Froggatt et Duncan dans un brevet appartenant à LUNA inc. [81]; la présente section ne fait donc que résumer **leur** travaux. Le principe de ce modèle consiste à décomposer le triplet de fibre en une multitude de petites sections. Dans notre cas, le nombre de sections utilisé dépend directement de la résolution spatiale (Δx) (*gauge length*), du nombre de points (δx) et de la longueur du triplet de fibre (L) utilisé lors de nos mesures de contraintes. Ces paramètres sont illustrés à la Figure 3.1, qui permet de mieux comprendre les paramètres impliqués dans la division en sections du triplet de fibres. Aussi, la figure 3.2 est placée ici à titre de rappelle de la figure 2.7 afin de faciliter la compréhension des explications que seront fournies ici.

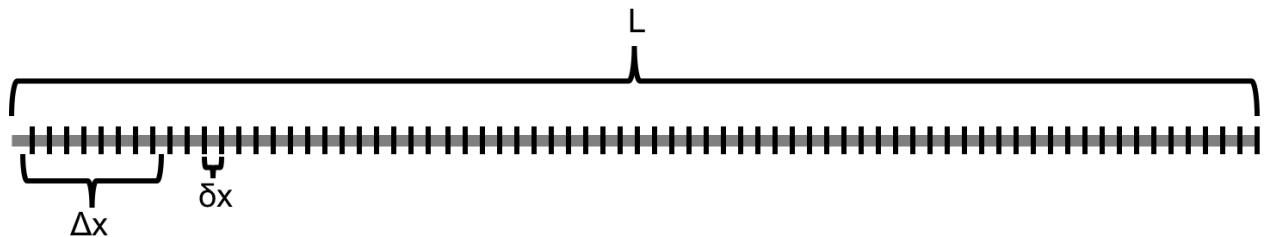


Figure 3.1 : Schéma illustrant les paramètres impliqués dans le processus d'obtention de la contrainte distribuée dans la fibre.

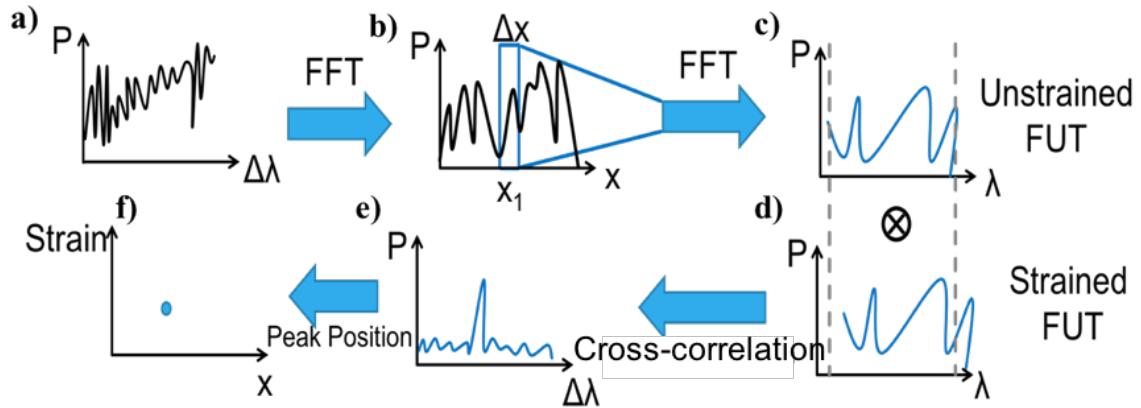


Figure 3.2 : Rappel de la figure 2.7 illustrant le traitement de données nécessaire à l'obtention des contraintes le long de la fibre.

Ces trois paramètres sont accordables avec l'appareil de mesure utilisé (OBR4600). Ainsi, supposons que l'on fixe $L = 20$ cm, $\Delta x = 1$ cm et $\delta x = 1$ mm. Alors pour chaque point x_i distancé de 1 mm, 10 points (à plus ou moins 5 mm du point en question) seront utilisés (correspondant aux points de la Figure 3.2b) dans la transformée de Fourier permettant de déterminer le spectre de réflexion de ce point précis (voir Figure 3.2c). En d'autres mots, avec ces paramètres, pour chaque point x_i considéré le long de la fibre, l'on utilise les points x_{i-5} à x_{i+5} pour déterminer la contrainte au point x_i . On obtient donc une valeur de contrainte (ε) pour un nombre de points (N) équivalent à $L/\delta x$. Dans notre exemple, N est donc égale à 200. Puisque le modèle géométrique effectue de la reconstruction de forme section par section de manière itérative, il est aisément de comprendre que plus nous divisons le triplet de fibre en un grand nombre de sections, plus la reconstruction de forme sera précise. On divise donc toujours le triplet de fibres en N sections, correspondant au nombre de points sur lesquelles il est possible de mesurer la contrainte. Il est toutefois important de comprendre que le nombre de sections utilisé ne correspond pas à la résolution spatiale de notre senseur. En effet, comme mentionné dans la section précédente, la valeur de la résolution spatiale est limitée par la résolution de la fréquence du pic d'intensité suite à la *cross-correlation* telle qu'illustrer à la Figure 3.2e. La résolution spatiale de notre senseur de contraintes n'est donc pas δx , mais Δx .

Pour en revenir au modèle géométrique, une fois le triplet de fibres décomposé en N sections, l'idée est de définir un système d'axe pour chaque section (x'_i , y'_i , z'_i , où $i \in \{1, \dots, N\}$ correspond à l' i -ième section) du triplet), tel qu'illustiqué à la Figure 3.3

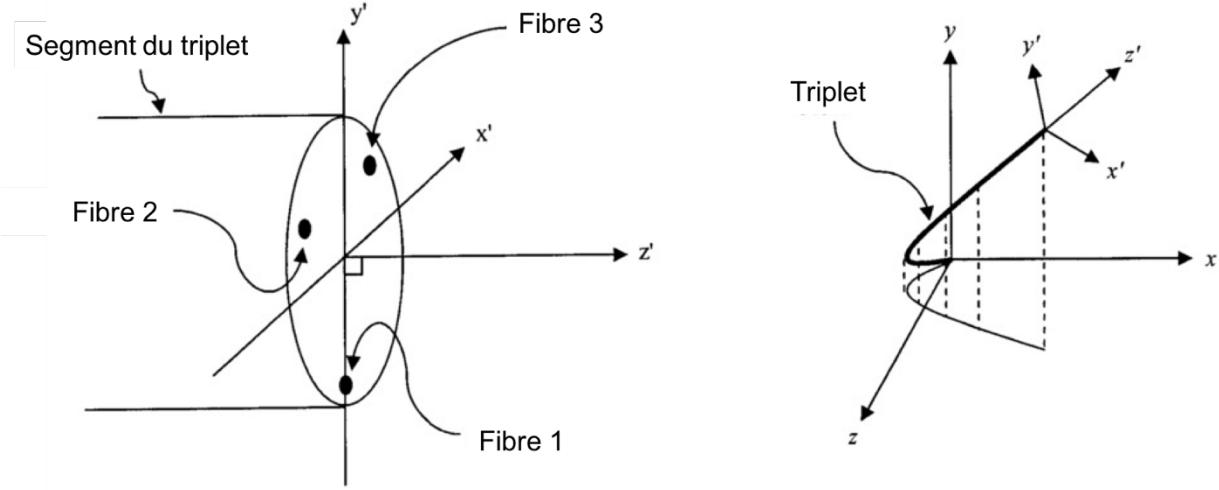


Figure 3.3 : Schéma illustrant la position du système d'axes (x', y', z') (schéma adapté de [81]).

Par la suite, en se référant à la Figure 3.4, il est relativement aisé de définir les relations présentées à l'équation 3.19, où s est la longueur de la section du triplet (dans notre cas, $s = \delta x$), ds_i est l'élongation ou la compression de s de la fibre i (causé par la tension (ε)) et r_i est la distance entre l'axe de rotation du segment et le cœur de la fibre i .

$$\theta = \frac{s + ds_1}{r_1} = \frac{s + ds_2}{r_2} = \frac{s + ds_3}{r_3} \quad (3.19)$$

Toujours selon la Figure 3.4, on peut facilement en déduire une relation permettant de définir la déformation (contrainte ε) subie par ce segment du triplet de fibre. Cette relation est décrite à l'équation 3.20.

$$\epsilon_i = \frac{ds_i}{s} \quad (3.20)$$

En combinant les équations 3.19 et 3.20, on trouve les relations présentées à l'équation 3.21.

$$\frac{1 + \epsilon_1}{r_1} = \frac{1 + \epsilon_2}{r_2} = \frac{1 + \epsilon_3}{r_3} \quad (3.21)$$

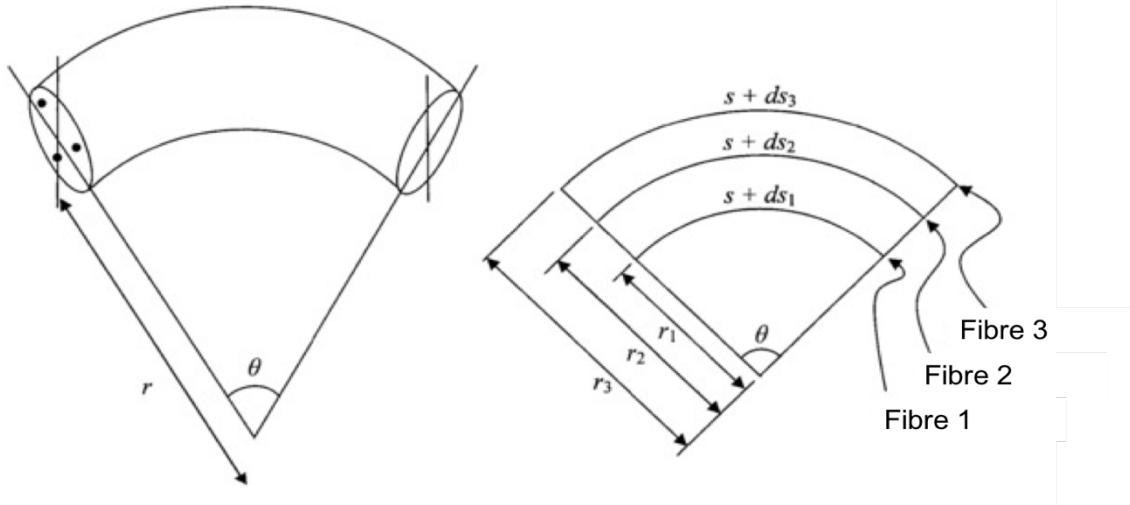


Figure 3.4 : Schéma montrant, avec une vue de haut parallèle à l'axe de rotation, une section du triplet de fibre soumise à une contrainte, donc subissant une déformation\courbure (schéma adapté de [81]).

La Figure 3.5, quant à elle, illustre la coupe transverse de ce même triplet de fibre illustré à la Figure 3.4. Elle permet également de déterminer, de par une analyse purement géométrique, les équations 3.22 à 3.24, reliant les distances r_i à la distance r (correspondant à la distance entre l'axe de rotation et le centre du triplet de fibre) et aux angles α , ϕ_{12} et ϕ_{13} . À noter qu'ici, a est la distance entre le centre du triplet et le cœur des fibres, α est l'angle formé par l'axe x' , propre au segment du triplet, et l'axe de rotation et finalement ϕ_{ij} est l'angle relatif entre le cœur des fibres i et j .

$$r_1 = r + a \sin (\alpha) \quad (3.22)$$

$$r_2 = r + a \sin (\alpha + \phi_{12}) \quad (3.23)$$

$$r_3 = r + a \sin (\alpha - \phi_{13}) \quad (3.24)$$

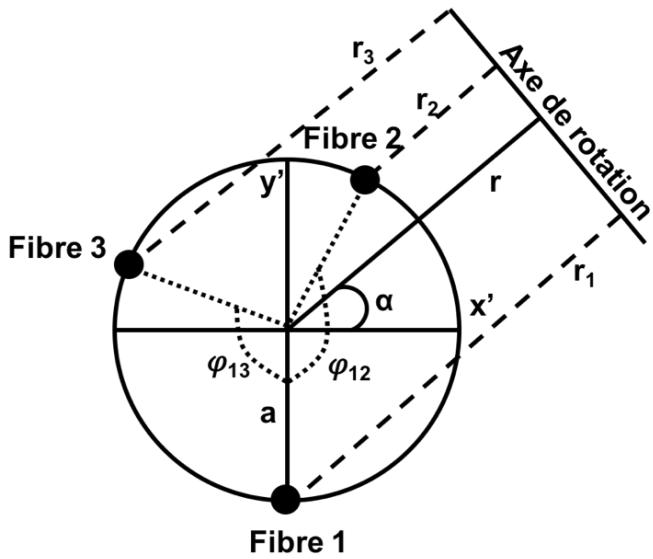


Figure 3.5 : Coupe transverse du triplet de fibre lorsque celui-ci est déformé\courbé (ϵ) selon un axe de rotation arbitraire (schéma adapté de [81]).

En insérant les équations 3.22 à 3.24 dans les relations présentées à l'équation 3.21, on trouve, en définissant $\epsilon_{ij} = \epsilon_j - \epsilon_i$ et $\sigma_i = 1 + \epsilon_i$, une expression (éq. 3.25 et 3.26) permettant de calculer α et r , respectivement, à partir uniquement de valeurs qui sont, à priori, connues.

$$\tan(\alpha) = \frac{\epsilon_{13} \sin(\phi_{12}) + \epsilon_{12} \sin(\phi_{13})}{\epsilon_{23} - \epsilon_{13} \cos(\phi_{12}) + \epsilon_{12} \cos(\phi_{13})} \quad (3.25)$$

$$r = \frac{a}{\epsilon_{12}} (\sigma_1 \sin(\alpha + \phi_{12}) - \sigma_2 \sin(\alpha)) \quad (3.26)$$

Maintenant que ces paramètres sont définis, l'analyse de la Figure 3.6 nous permet de déterminer la forme des matrices de rotations qu'il faut utiliser pour transformé les valeurs dans le système d'axes propre à la section du triplet de fibre (x'_i, y'_i, z'_i) à des valeurs dans le système d'axes du laboratoire (x, y, z). En effet, nous avons défini l'angle α comme étant l'angle entre l'axe x' et l'axe de rotation et θ comme étant l'angle sous-tendant les extrémités de la section du triplet. Aussi, en utilisant de simples concepts de projection, on trouve les équations 3.27 à 3.29. La Figure 3.6 permet de visualiser ces projections.

$$x' = r(1 - \cos\theta)\cos\alpha\hat{x}' \quad (3.27)$$

$$y' = r(1 - \cos\theta)\sin\alpha\hat{y}' \quad (3.28)$$

$$z' = rsin\theta\hat{z}' \quad (3.29)$$

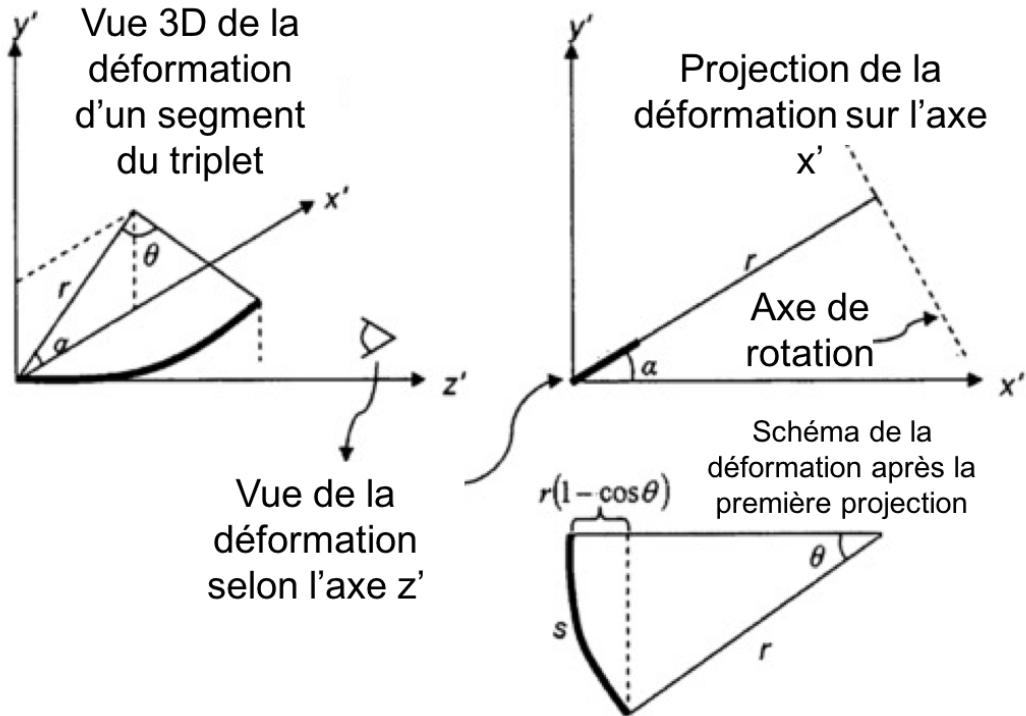


Figure 3.6 : Vue d'ensemble de déformation de la section du triplet selon son système d'axes \$(x',y',z')\$ permettant de déterminer la position du bout de ce segment (schéma adapté de [81]).

L'étape suivante consiste à faire tourner le système d'axe du segment i de manière à ce qu'il corresponde maintenant avec le segment $i+1$ tel que définie à la Figure 3.3. Pour ce faire, il faut d'abord aligner l'axe y' de manière à ce qu'elle soit parallèle à l'axe de rotation en utilisant une première matrice de rotation par rapport à l'axe z' ($R_{z'}(\alpha)$). Ensuite, on tourne le système d'axe de θ par rapport à l'axe y' avec la matrice de rotation $R_{y'}(\theta)$ et on repositionne le système d'axes adéquatement en annulant la première rotation selon l'axe z' ($R_{z'}(-\alpha)$). Les équations 3.30 à 3.32 résument ces opérations.

$$R_{z'}(\alpha) = \begin{bmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha & 0 \\ -\sin\alpha & \cos\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.30)$$

$$R_{y'}(\theta) = \begin{bmatrix} \cos\theta & 0 & \sin\theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin\theta & 0 & \cos\theta \end{bmatrix} \quad (3.31)$$

$$R(\alpha, \theta) = R_{z'}(-\alpha)R_{y'}(\theta)R_{z'}(\alpha) \quad (3.32)$$

La matrice présentée à l'équation 3.32 dépend des angles θ et α , qui eux, ont une valeur différente qui leur ait associé pour chaque segment k du triplet de fibre ($R(\alpha, \theta) \rightarrow R_k(\alpha_k, \theta_k)$). On peut ainsi, à l'aide de cette matrice, définir les vecteurs orthonormés \hat{x}'_{k+1} , \hat{y}'_{k+1} et \hat{z}'_{k+1} en fonction de ceux définissant la base vectorielle du segment précédent (\hat{x}'_k , \hat{y}'_k , \hat{z}'_k). Les équations 3.33 à 3.35, où R^{ij} représente la valeur de la i -ième ligne et de la j -ième colonne de la matrice R , illustre ces relations.

$$\hat{x}'_{k+1} = R_k^{11}\hat{x}'_k + R_k^{21}\hat{y}'_k + R_k^{31}\hat{z}'_k \quad (3.33)$$

$$\hat{y}'_{k+1} = R_k^{12}\hat{x}'_k + R_k^{22}\hat{y}'_k + R_k^{32}\hat{z}'_k \quad (3.34)$$

$$\hat{z}'_{k+1} = R_k^{13}\hat{x}'_k + R_k^{23}\hat{y}'_k + R_k^{33}\hat{z}'_k \quad (3.35)$$

L'étape finale consiste à établir une méthode pour relier la base orthonormée (\hat{x}'_k , \hat{y}'_k , \hat{z}'_k) à la base (\hat{x}_k , \hat{y}_k , \hat{z}_k) correspondant au système d'axes du laboratoire. Pour ce faire, un définit une matrice C_k permettant d'établir cette relation telle qu'illustrée aux équations 3.36 à 3.38. Ces équations nous permettent de comprendre que la matrice C_k doit dépendre des matrices de rotation $R_k(\alpha_k, \theta_k)$ tel que définit par l'équation 3.39.

$$X_k\hat{x} = (X_{k-1} + C_k^{11}x'_k + C_k^{12}y'_k + C_k^{13}z'_k)\hat{x} \quad (3.36)$$

$$Y_k\hat{y} = (Y_{k-1} + C_k^{21}x'_k + C_k^{22}y'_k + C_k^{23}z'_k)\hat{y} \quad (3.37)$$

$$Z_k\hat{z} = (Z_{k-1} + C_k^{31}x'_k + C_k^{32}y'_k + C_k^{33}z'_k)\hat{z} \quad (3.38)$$

$$C_k^{ij} = \sum_{n=1}^3 R_{k-1}^{ni} C_{k-1}^{nj} \quad (3.39)$$

Ainsi, sachant que le système d'axes $(\hat{x}'_1, \hat{y}'_1, \hat{z}'_1)$ et $(\hat{x}_1, \hat{y}_1, \hat{z}_1)$ sont équivalents pour le premier segment de triplet étudié (à la base du triplet, le système d'axes du segment et celui du laboratoire sont les mêmes), on comprend que C_1 est en fait une matrice identité $I_{3 \times 3}$ puisque la tout doit demeurer invariant. Ce faisant, on peut facilement utiliser l'équation 3.39 pour déterminer toutes les matrices C_k et, par le fait même, on peut reconstruire la forme du triplet de fibres segment par segment en utilisant successivement les équations 3.27 à 3.29 et 3.36 à 3.38.

Cela étant dit, l'analyse de la Figure 3.1 nous informe sur un aspect essentiel qui n'est pas pris en compte par ce modèle géométrique proposé par Froggatt *et al.* [81]. En effet, puisque la résolution spatiale a une valeur plus grande que la longueur des segments utilisés, il est impossible de mesurer la contrainte (ε) et, par le fait même, de reconstruire la forme du triplet de fibre pour les points situés aux extrémités de l'aiguille. Si on reprend l'exemple utilisé précédemment avec $L = 20$ cm, $\Delta x = 1$ cm et $\delta x = 1$ mm (donc $N = 200$), on comprend que l'évaluation de la tension (ε) fait intervenir 10 points (x_{i-5} à x_{i+5}) autour de x_i . Pour un i plus petit que 5 ou plus grand que 195, alors il est impossible d'évaluer la contrainte. Afin d'approximer la forme de l'aiguille à sa base et à son extrémité, nous avons donc fait une interpolation linéaire sur la forme de l'aiguille en considérant les 5 points précédent (succédant) le bout de l'aiguille (la base de l'aiguille).

3.3 Méthode de validation

Maintenant que la méthode pour passer des mesures de tensions (ε) à la forme tridimensionnelle de l'aiguille, il nous faut établir un modèle analytique permettant de prédire la forme de l'aiguille afin de comparer et d'évaluer la précision de notre approche. Deux approches ont été investiguées dans le cadre de ce projet de recherche. La première consistait à utiliser deux caméras positionnées perpendiculairement (une vue de haut, et une vue latérale). La Figure 3.7 montre un exemple de photo prise par ces deux caméras. Afin de comparer la forme de l'aiguille à celle provenant de l'algorithme de reconstruction de forme, le logiciel MATLAB a été utilisé pour déterminer la position (en pixels) de l'aiguille par rapport à sa base. Ensuite, en se référant à une règle de référence présente sur les photos (à toutes fins pratiques, ces règles ont été rognées sur la Figure 3.7), un facteur de conversion (pixels/mm) a été déterminé pour chacun des deux angles de caméras.

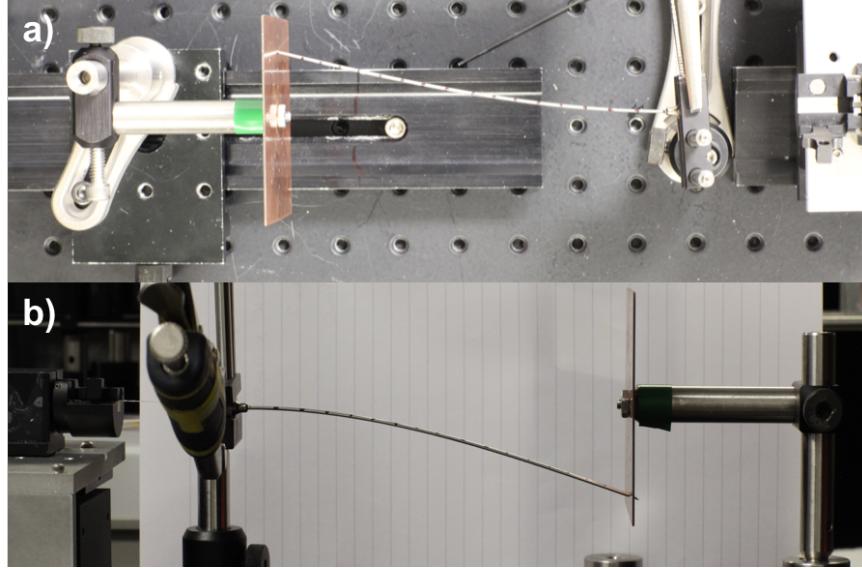


Figure 3.7 : Exemple de photo prise de haut (a) et latéralement (b) provenant des caméras utilisées pour valider la position et la forme de l'aiguille chirurgicale.

Par contre, bien que cette méthode peut être extrêmement précise si la position des caméras est minutieusement déterminée, plusieurs facteurs difficilement contrôlables viennent souvent biaiser les résultats obtenus. Par exemple, si les caméras n'étaient pas parfaitement perpendiculaires l'une de l'autre, si la distance entre l'aiguille et la caméra n'était pas la même pour chaque point de vue (profondeur de champs de la caméra) où si le traitement d'images via le logiciel MATLAB n'était pas optimal, alors la forme de l'aiguille finalement obtenue pouvait différer considérablement de la réalité.

C'est d'ailleurs la raison pour laquelle nous avons choisi d'avoir une méthode de validation purement analytique, basée sur la théorie des poutres développée par Euler et Bernoulli (*Euler Bernoulli Beam Theory*)[92]. Cette théorie permet de prédire la forme d'une poutre soumise à l'application de différente configuration/distribution de forces. Ce modèle peut ainsi décrire la forme d'une poutre statique où encore faire une analyse dynamique des modes vibrationnels lorsque celle-ci ne l'est pas. Dans notre cas, nous nous intéressons principalement, dans le cadre de ce projet, à déterminer la forme de l'aiguille lorsqu'elle est soumise à une flexion causée par l'application d'une force au bout de l'aiguille (à $x = L$), tel qu'illustré à la Figure 3.8.

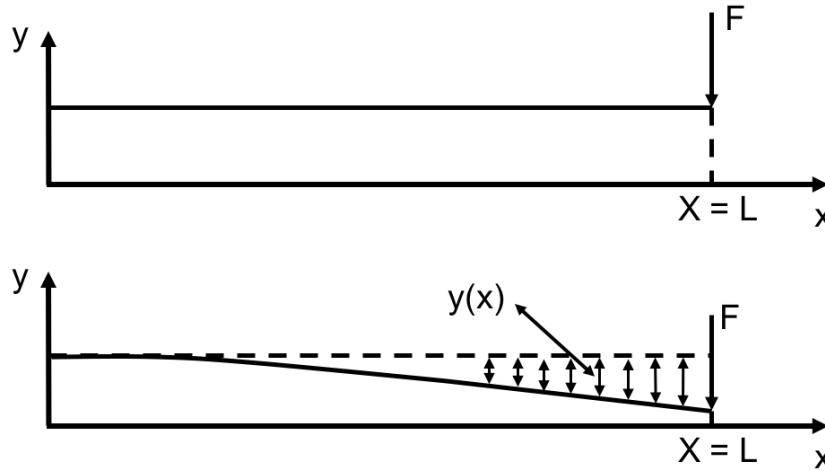


Figure 3.8 : Schématisation de la déformation de l'aiguille lorsqu'une force est appliquée à son extrémité. Cette figure facilite la compréhension du modèle mathématique proposé par la théorie des poutres.

La formule générale de cette théorie est celle présentée à l'équation 3.40, où E est le module de Young de l'aiguille, I est son moment quadratique, $y(x)$ représente l'amplitude de la flexion le long de x et $q(x)$ correspond à la distribution de la force appliquée sur l'aiguille.

$$EI \left(\frac{d^4 y}{dx^4} \right) = q(x) \quad (3.40)$$

Puisque dans notre cas la force appliquée sur l'aiguille est strictement concentrée à l'extrémité de celle-ci, on peut définir la distribution de force $q(x)$ selon l'équation 3.41, où F_0 est la norme de la force appliquée et $\delta(x - L)$ est un delta de Dirac, défini tel qu'illustré à l'équation 3.42 et possédant la propriété définie à l'équation 3.43.

$$q(x) = F_0 \delta(x - L) \quad (3.41)$$

$$\delta(x - L) = \begin{cases} 0 & \forall x \neq L \\ \infty & \text{si } x = L \end{cases} \quad (3.42)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x - L) dx = 1 \quad (3.43)$$

Ainsi, en utilisant les équations 3.41 à 3.43 dans l'équation 3.40, on trouve l'équation 3.44 d'où découle l'équation 3.45.

$$\frac{d^3y}{dx^3} = \frac{1}{EI} F \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x - L) dx = \frac{F}{EI} \quad (3.44)$$

$$\frac{d^2y}{dx^2} = \frac{F}{EI} x + C \quad (3.45)$$

Par la suite, on peut facilement établir comme condition frontière que l'extrémité de l'aiguille ne possède aucune courbure puisqu'à cet endroit, la forme de l'aiguille $y(x)$ est clairement linéaire.

Ainsi, $\frac{d^2y}{dx^2}\Big|_{x=L} = 0$, ce qui implique que $C = -\frac{FL}{EI}$. Similairement, sachant que $\frac{dy}{dx}\Big|_{x=0} = 0$ et que $y(0) = 0$ (considération évidente puisque la base de l'aiguille est complètement fixe), on arrive finalement à l'équation 3.46.

$$y(x) = \frac{Fx^2}{6EI} (x - 3L) \quad (3.46)$$

Cela étant dit, lors de nos expériences, la position de l'extrémité de l'aiguille (y_{max}) sera fixe et connue. Ainsi, de par la condition $y(L) = y_{max}$, on trouve que $\frac{F}{EI} = -\frac{3y_{max}}{L^3}$ et on arrive finalement à l'équation 3.47, décrivant la forme de l'aiguille pour un déplacement son extrémité de y_{max} .

$$y(x) = \frac{x^2 y_{max}}{2L^3} (3L - x) \quad (3.47)$$

C'est donc cette équation que nous utiliserons pour quantifier la précision de nos résultats. Pour évalué la précision d'un triplet de fibres déformé selon une géométrie comportant plusieurs points de flexion, une approche similaire peut être utilisé en divisant le triplet de fibres en plusieurs sections et en utilisant l'équation 3.47 pour chaque section.

Il est à noter que nous avons également évalué la précision de la forme reconstruite pour un triplet de fibres subissant une déformation ayant une forme plus arbitraire, donc non prédictible par la théorie des poutres. Lors de ces expériences, le triplet de fibres étais positionné à plat sur du papier millimétrique. La précision de notre senseur de forme était alors évaluée en la comparant

avec les valeurs directement prise sur le papier millimétrique. Cela était dit, puisque le triplet de fibre fait un diamètre d'environ ~0.8mm, que l'erreur de lecture est estimé à environ 1mm et que notre objectif est d'obtenir un dispositif de reconstruction de forme avec une précision millimétrique, la méthode de validation elle même contient des failles qui rendent l'analyse de la précision du dispositif difficile.

CHAPITRE 4 MÉTHODOLOGIE

Ce chapitre résumera la méthodologie expérimentale utilisée au cours de ce projet. Rappelons-nous que ce projet a pour buts de vérifier l'exactitude de deux hypothèses principales, soit que l'utilisation d'une approche sensorielle pleinement distribuée (basée sur l'OFDR) pourrait améliorer la précision de la reconstruction de forme tridimensionnelle d'aiguille chirurgicale et que l'utilisation de fibres ayant un coefficient de diffusion Rayleigh supérieur aux fibres standards pourrait optimiser davantage cette précision. Cela étant dit, la réalisation de ces objectifs repose en premier lieu sur la fabrication d'un triplet de fibres. Par la suite, deux montages expérimentaux similaires ont été utilisés et seront détaillés dans les pages qui suivent. L'un de ces montages a été utilisé pour faire la caractérisation du triplet de fibres et l'autre, pour effectuer adéquatement de la reconstruction de forme de manière à déformer l'aiguille dans une configuration pouvant être décrite par l'équation 3.47 expliquée dans le chapitre précédent.

4.1 Fabrication des triplets de fibres

Ainsi, la première étape consiste à construire un triplet de fibres conformément au modèle géométrique proposé par Foggatt et al.[81] et décrit à la section 3.2. La section transverse de ce triplet de fibres doit donc avoir une géométrie triangulaire afin d'avoir trois degrés de liberté. Plusieurs méthodes ont été tentées pour obtenir cette géométrie. Par exemple, l'utilisation d'une fente en V (*V-groove*) a été investiguée au même titre qu'un collage purement manuel. Ces méthodes offrent des triplets de fibres non uniformes sur une longueur équivalente à celle de l'aiguille (~20cm) et ont une répétabilité très faible d'un triplet à l'autre. Puisqu'ultimement l'analyse de la précision obtenue en utilisant des triplets composés de fibres différentes sera complétée, l'utilisation d'un dispositif de collage répétable est de mise. C'est pourquoi un montage fait sur mesure permettant d'effectuer un collage uniforme et avec un haut taux de répétabilité a été fabriqué. Ce montage est présenté à la Figure 4.1 et la Figure 4.2 illustre l'une des deux plaques centrales, permettant de mieux comprendre le processus de collage. Le principe est de diriger trois fibres optiques à l'intérieur de trois petits trous positionnés à l'une des extrémités du montage. Ces trous sont positionnés à 120° l'un de l'autre, ce qui force les fibres à être dans une géométrie triangulaire. Ensuite, les fibres sont dirigées vers la partie centrale du montage, constitué de deux plaques ayant un trou au centre. Toutes les fibres passent par ce trou

ayant un rayon de 0.2mm. À titre indicatif, le rayon d'un cercle circonscrit au triangle équilatéral formé de fibres parfaitement collées (distance de $2R$ entre chaque fibre, où R est le rayon d'une fibre ($R = 62.5\mu\text{m}$)) est défini par $r = \frac{2R}{\sqrt{3}} + R \approx 0.13 \text{ mm}$. Ainsi, puisque le rayon des trous correspond presque parfaitement avec cette valeur, les fibres sont forcées de former un triangle équilatéral à l'intérieur des trous. Par la suite, chaque fibre est finalement acheminée vers la plaque située à l'autre extrémité qui est identique à la première. Finalement, on applique une tension sur les fibres à la sortie et à l'entrée du montage, de manière à ce qu'au niveau de la partie centrale du montage, les fibres soient dans la géométrie escomptée. On applique alors de la colle UV près de l'une des plaques centrales et l'on déplace cette plaque vers l'autre extrémité. De ce fait, la colle passe par le trou et en exposant immédiatement le triplet aux UV à la sortie de ce trou, on obtient un triplet de fibre de diamètre uniforme, sans excédant de colle et facilement répétable, tel que désiré.

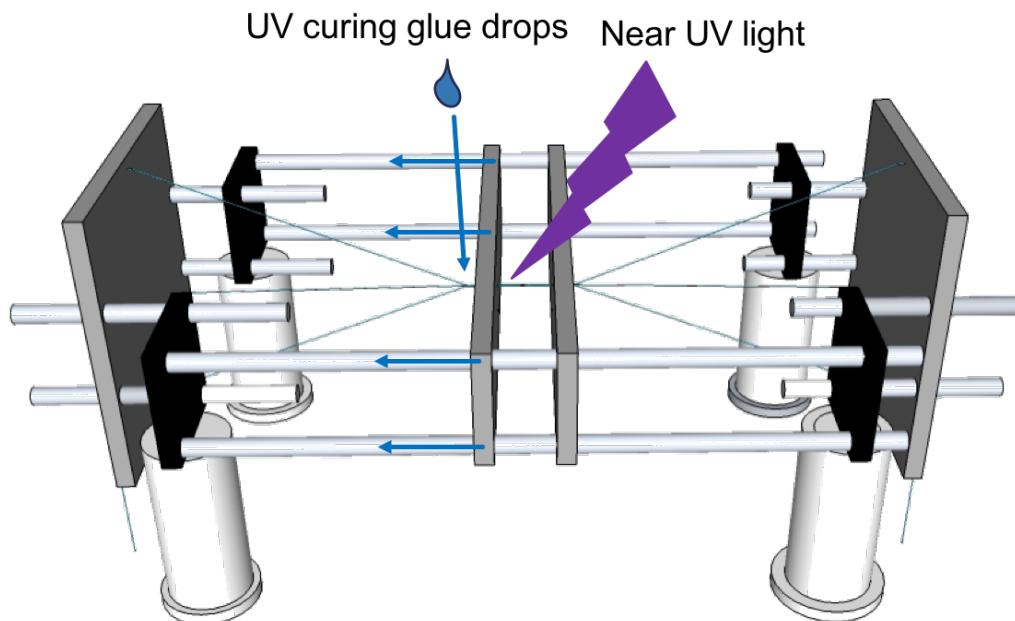


Figure 4.1 : Schéma du montage expérimental fait sur mesure permettant de construire les triplets de fibres de manière uniforme et répétable.

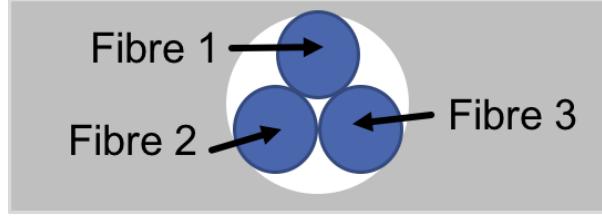


Figure 4.2 : Schéma de l'une des plaques centrales vu de face.

La Figure 4.3 montre à quoi ressemble le dispositif de collage final utilisé pour fabriquer nos triplets de fibres. Comme on peut le voir, il est possible d'optimiser la longueur du dispositif de collage en modifiant le nombre de cylindres métalliques le long du montage. On peut ainsi modifier la longueur du triplet selon l'application désirée.



Figure 4.3 : Montage expérimental final une fois fabriqué.

4.2 Caractérisation des triplets de fibres

Comme nous l'avons mentionné dans la revue de littérature (Section 2.2), un aspect important du processus de reconstruction de forme réside dans la caractérisation de la géométrie du triplet de fibres. En effet, nous avons vu dans la théorie (Section 3.2) que dans le modèle géométrique utilisé, l'angle relatif entre les trois fibres utilisées (ϕ_{ij}) et la distance entre le centre du triplet de fibre et le cœur de chaque fibre (a_i) sont des paramètres importants pour l'obtention de la forme du triplet de fibres lorsqu'il est déformé. Dans la section 2.2, nous avions alors détaillé une méthode de caractérisation proposée par Kemp *et al.* [88] suggérant de déformer le triplet de

fibres selon une courbure bien définie et de faire tourner le triplet de fibres. De ce fait, au fur et à mesure que le triplet tourne, les fibres seront soumises à des contraintes maximales et minimales, successivement et à des angles de rotations différents. Ces positions où la fibre 1, par exemple, subit une contrainte maximale correspondent nécessairement à la position où l'axe de rotation est perpendiculaire au plan longitudinal de cette fibre. On tourne ainsi la fibre jusqu'à ce que le maximum de contrainte soit mesuré sur la fibre 2 et l'angle de rotation correspond alors exactement à l'angle entre les fibres 1 et 2. La Figure 2.14 [88] illustre le type de comportement attendu lors d'une expérience de la sorte.

Pour effectuer cette expérience, nous avons donc utilisé un montage expérimental tel que présenté à la Figure 4.4. Comme on peut le voir, on utilise une plaque agissant comme fantôme permettant de plier l'aiguille selon une géométrique connue (pouvant être décrite par l'équation 3.47). Le triplet, inséré à l'intérieur de l'aiguille, est alors fixé à la base de celle-ci à l'aide d'une pince à fibres optiques fixée sur une mouture rotative graduée à chaque 2° . On peut donc tourner la fibre à l'intérieur de l'aiguille avec une erreur de lecture d'environ 2° (1° par lecture). Effectuer une mesure de contraintes sur 720° à chaque 10° nous permettra donc de connaître avec une relativement bonne précision la position relative des fibres par rapport au centre du triplet.

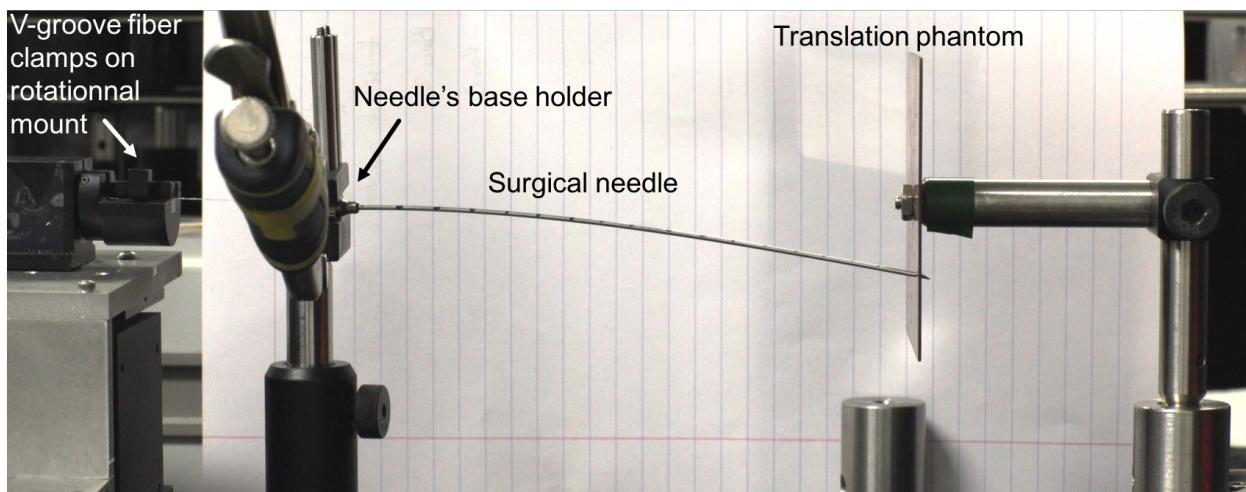


Figure 4.4 : Montage expérimental utilisé lors de la procédure de la caractérisation des triplets de fibres.

4.3 OFDR

Maintenant que le montage expérimental permettant de caractériser les triplets de fibres a été détaillé, nous pouvons désormais nous concentrer sur les expériences de reconstruction de forme. Afin d'utiliser la méthode de validation proposée à la section 3.3, nous avons essentiellement limité nos expériences à une défexion de l'aiguille en déplaçant uniquement le bout de celle-ci. En utilisant un montage similaire à celui utilisé pour la caractérisation du triplet (Figure 4.4), on peut effectuer le déplacement du bout de l'aiguille à l'aide d'un moteur uniaxial tel qu'illustrer sur le montage présenté à la Figure 4.5. La principale différence avec le montage précédent est que l'on utilise plus les pinces à fibres installer sur une monture rotationnelle ; des pinces à fibres plus efficaces pour des fibres à gros diamètre (comme les triplets) sont utilisées. On utilise aussi, alternativement au moteur, un fantôme permettant de déplacer le bout de l'aiguille selon différents axes à l'aide de trou distancé de 6.35mm (0.25"). Le schéma de ce fantôme est quant à lui illustrer à la Figure 4.6. Ainsi, deux options s'offrent à nous. La première est de ne pas utiliser le moteur en X et de déplacer manuellement le bout de l'aiguille dans l'un des trous du fantôme. Ce faisant, on peut déplacer l'aiguille de $n \cdot d$, où n est un entier compris entre -5 et 5 et d est la distance entre deux trous, soit 6.35 mm. Avec cette méthode, on peut déplacer l'aiguille de la sorte selon l'axe X, l'axe Y, l'axe diagonal et celle anti-diagonal dans le plan XY. C'est donc une façon simple et efficace d'évaluer la précision du dispositif de reconstruction de forme en trois dimensions.

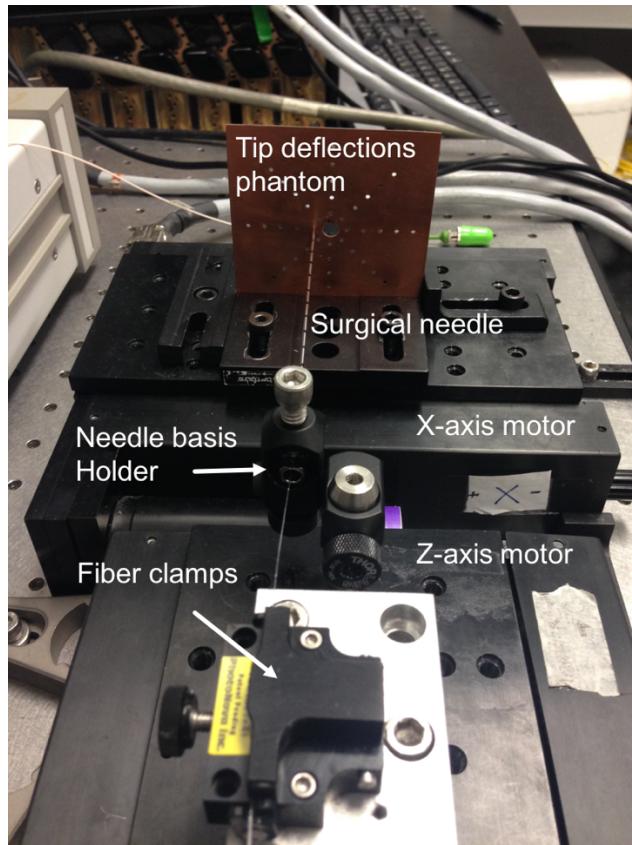


Figure 4.5 : Montage expérimental permettant de déplacer le bout de l'aiguille de manière continue selon un axe (X) et discrète selon l'autre axe Y (on considère ici l'axe Z comme l'axe parallèle à l'aiguille)

La deuxième méthode est d'utiliser le moteur en X pour effectuer des déplacements plus précis du bout de l'aiguille. Ce moteur à une précision d'environ $\sim 1 \mu\text{m}$ sur ses déplacements, on peut donc ainsi effectuer de la reconstruction de forme pour un déplacement continu. Cela nous permet de déformer l'aiguille avec plus de précision sur la position du bout de l'aiguille, ce qui améliore la comparaison avec le modèle théorique basé sur la théorie des poutres. Par contre, l'implémentation du moteur dans le montage expérimental s'est fait beaucoup plus tard dans le projet. La majorité de nos résultats sont donc obtenues en déformant l'aiguille manuellement à l'aide du fantôme présenté à la Figure 4.6.

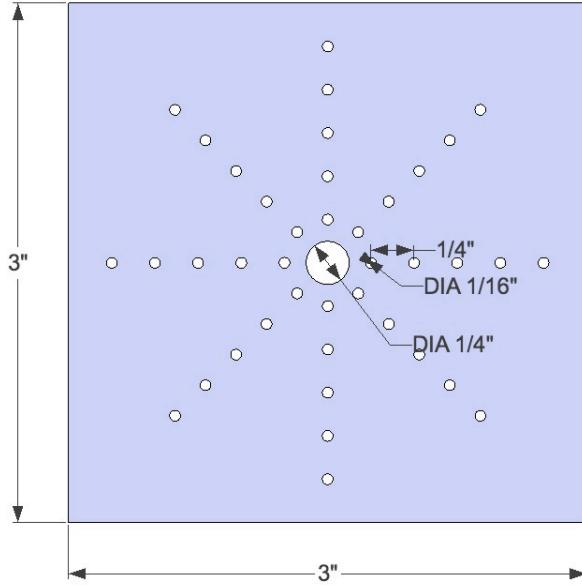


Figure 4.6 : Dimension du fantôme utilisé pour déplacer le bout de l'aiguille.

4.3.1 Interrogateur et montage expérimental

La section précédente a décrit la méthode permettant de déformer l'aiguille selon une géométrie qui peut être prédictive par la théorie des poutres. Cela étant dit, l'instrumentation utilisée pour effectuer les mesures de contraintes n'a toujours pas été introduite. Nous avons cependant mentionné l'utilisation de l'OBR4600 commercialisé par LUNA inc. Dans cette section, tous les instruments utilisés seront introduits et caractérisés.

Bien que l'analyse du signal rétrodiffusé paraît complexe et difficile telle que présentée par la Figure 2.6 et la Figure 2.7, l'OBR utilisé est très efficace et bien construit. En effet, il permet d'effectuer tout le traitement de données automatiquement et d'évaluer la tension à laquelle est soumise une fibre de manière distribuée. Les seuls paramètres qui sont accordables sur l'appareil sont la longueur de la fibre à investiguer (L), la longueur de jauge (Δx , qui correspond en fait à la résolution spatiale du senseur de contrainte), le pas utilisé (δx) ainsi que la plage de balayage en longueurs d'onde du laser ($\Delta\lambda$). Selon l'équation 3.17, pour nous permettre d'utiliser un nombre de points le plus grand possible (δx , le plus petit possible), alors il faut utiliser une plage de longueur d'onde balayée la plus large possible, soit 42nm dans notre cas. De plus, puisque nous cherchons à avoir un senseur pleinement distribué, le pas δx utilisé doit être le plus petit possible, qui est de 0.6 mm sur l'OBR utilisé. En fixant L à la longueur de l'aiguille à l'étude ($L \sim 15.0$

cm), seule la longueur de jauge (Δx) est désormais un paramètre accordable lors de nos expériences.

Cela étant dit, considérant que l'OBR nous permet de mesurer directement la contrainte le long d'une fibre, alors le traitement de données qui en suit est considérablement simplifié et est dès lors limité à l'utilisation du modèle géométrique présenté à la section 3.2. Le montage expérimental peut alors être schématisé tel qu'illustré à la Figure 4.7.

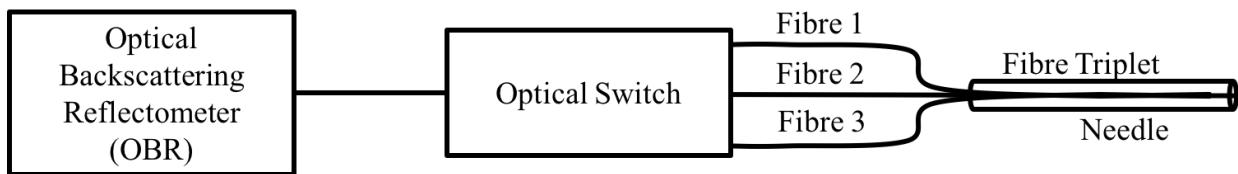


Figure 4.7 : Schéma du montage expérimental utilisé.

Ainsi, le principe de fonctionnement est simple ; l'OBR envoie un signal dans un interrupteur optique qui lui, permet de sélectionné (manuellement ou automatiquement) dans laquelle des trois fibres optiques (formant le triplet) le signal est envoyé. Le signal rétrodiffusé par la fibre en question est alors détecté par l'OBR et en comparant ce signal lorsque la fibre est déformée au signal lorsque la fibre est à sa position de référence, on obtient la tension (ε) en fonction de la position le long de la fibre. Ensuite, l'interrupteur optique achemine le signal vers les deux autres fibres, successivement. Une fois l'information sur la tension le long de chaque fibre enregistrée dans l'OBR, on utilise le logiciel MatLab et l'algorithme décrit à la section 3.2 pour obtenir la forme de l'aiguille. À noter qu'en général, tous nos résultats ont été obtenus en dissociant la prise de mesure et le traitement des données. En d'autres mots, la reconstruction de forme se faisait en deux parties et n'était donc pas en temps réel. Ultimement, pour des applications biomédicales, on comprend qu'un dispositif capable d'effectuer de la reconstruction de forme en temps réel (ou presque, c.-à-d. un taux d'acquisition d'images de l'ordre de quelques Hz). Nous avons donc tenté d'automatiser le processus d'acquisition et de traitement de données en créant un programme par le biais du logiciel Visual Basic. Ce programme, concocté par un stagiaire, avait pour tâche de coordonnées l'OBR, l'interrupteur optique et le logiciel MatLab de manière à ce qu'entre chaque balayage (en fréquence) effectué par l'OBR, l'interrupteur optique achemine le signal vers une fibre différente. Le signal détecté par l'OBR était alors envoyé au logiciel MatLab dès que les trois fibres ont été balayées et une fois le traitement des données complété, une image

de la forme de l'aiguille est obtenue. Cela étant dit, l'interrupteur optique utilisée (JDSU SB series; Fiberoptic switch) a une vitesse de transition d'un canal à l'autre d'environ $\sim 3\text{Hz}$ ($\sim 300\text{ms}$) [93] et le délai entre l'envoie du signal par l'OBR et l'obtention des contraintes (ε) le long de la fibre est estimé à environ 3 secondes. Ce délai est limité par la vitesse de balayage en fréquence du laser dans l'OBR ($\sim 1 \text{ s} + 0.06 \text{ s/nm}$ [56]) combiné avec la vitesse de traitement de données (succession de transformées de Fourier tel que décrit par la Figure 2.7). Ainsi, le taux d'acquisition maximal atteint est de l'ordre de 0.1 Hz, ce qui, à toute fin pratique, pourrait ultérieurement être optimisé afin de rendre cette approche plus attrayante pour les chirurgiens. Néanmoins, pour l'instant, la reconstruction de forme en temps réel n'a pas été possible en utilisant l'OFDR.

Cela étant dit, tout est ainsi mis en place pour effectuer adéquatement la prise de données menant aux résultats finaux. En utilisant le montage expérimental illustré à la Figure 4.3 pour concevoir le triplet de fibre, celui illustré à la Figure 4.4 pour caractériser ce triplet et celui de la Figure 4.5 pour déformer l'aiguille, les instruments agencés comme le démontre la Figure 4.7 nous permettent de faire de la reconstruction de forme.

4.3.2 Augmentation de la diffusion Rayleigh

Jusqu'à présent, nous n'avons toujours pas investigué la deuxième grande hypothèse sur laquelle se base ce projet de recherche, à savoir si la précision d'un tel dispositif peut être optimisant en utilisant des fibres optiques à haut coefficient de diffusion Rayleigh. En effet, dans la section 2.1.2, nous avons mentionné que quelques collègues dans notre groupe de recherche ont récemment démontré qu'en exposant une fibre optique à un faisceau UV focalisé, il est possible d'augmenter considérablement la diffusion Rayleigh dans celle-ci. En vérité, il est encore difficile de conclure avec certitude que l'exposition aux UVs augmente le coefficient de diffusion Rayleigh ; il est possible que l'augmentation de l'amplitude du signal rétrodiffusé provienne de la diffusion de Mie ou d'un autre processus encore non envisagé. Cela étant dit, on observe néanmoins une nette augmentation du signal détecté à l'OBR suite à l'exposition de la fibre aux UVs et, à toute fin pratique, nous émettrons l'hypothèse, pour la suite de ce document, que ce phénomène est dû à l'augmentation de la diffusion Rayleigh. Une étude plus rigoureuse devra toutefois être complétée pour confirmer cette hypothèse.

Cela étant dit, si l'on souhaite corrélérer la précision obtenue sur la reconstruction de la forme d'une aiguille avec l'amplitude du signal rétrodiffusé, différents types de fibres doivent être utilisés. Premièrement, nous comparerons les résultats obtenus avec un triplet de fibres constitué de fibres monomodes standards (SMF28 de *Corning* avec un coefficient d'atténuation de 0.2dB/km à $\lambda = 1550$ nm [94]) avec un autre formé de fibres photosensibles (dont le cœur est dopé au germanium et au bore). Ces fibres (Redfern, avec un coefficient d'atténuation de ~ 0.5 dB/km [95]) sont fabriquées par Nufern. Considérant que la diffusion Rayleigh contribue fortement dans l'évaluation du coefficient d'atténuation, cela nous permet de voir qu'effectivement, le signal rétrodiffusé devrait différer d'une fibre à l'autre. Finalement, nous comparerons également ces deux types de fibres avec une fibre monomode standard exposée aux UVs. Le montage expérimental utilisé pour exposer les fibres est illustré à la Figure 4.8. Ce montage est à priori utilisé pour faire l'écriture de réseaux de Bragg et a d'ailleurs été introduit à la Figure 2.8. Comme mentionné, l'idée est d'utiliser un masque de phase afin de récupérer l'ordre de diffraction ± 1 et de faire interférer ses deux signaux sur la fibre en utilisant deux miroirs positionnés aux extrémités du masque de phase. Lors de l'écriture de réseaux de Bragg, l'angle entre les miroirs est optimisé pour obtenir un patron d'interférence bien définie menant à la modification périodique de l'indice de réfraction. Aussi, puisque la fibre se déplace le long d'une monture mobile, le matériau piézoélectrique est modulé à une fréquence précise de manière à ce que le patron d'interférence suive le déplacement de la fibre et que l'écriture se produise de manière uniforme. Dans notre cas, nous ne voulons pas écrire de réseaux de Bragg, seulement exposer la fibre à un faisceau UV focalisé. Pour ce faire, on module le piézoélectrique de manière complètement arbitraire afin que le patron d'interférence s'efface lui-même au fur et à mesure que la fibre avance. On obtient donc une modification de l'indice de réfraction de manière arbitraire, ce qui tend à augmenter la diffusion Rayleigh le long de la fibre. Il aurait été possible de simplement retirer le masque de phase et de focaliser directement le faisceau sur la fibre. Par contre, le retrait du masque de phase aurait été problématique pour des raisons pratiques. Alternativement, un des deux ordres de diffraction aurait pu être obstrué de manière à éliminer complément la formation d'un patron de diffraction sur la fibre, mais cette approche diviserait la puissance du faisceau en deux, ce qui rend l'exposition UV considérablement moins efficace.

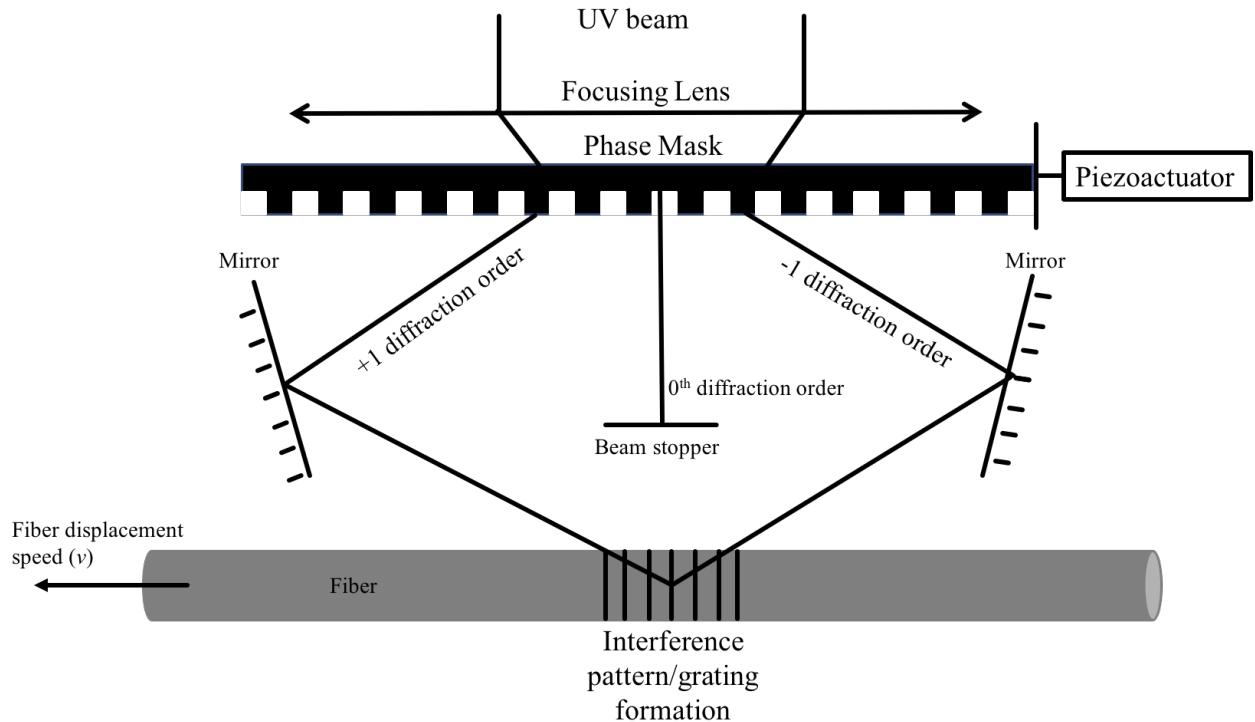


Figure 4.8 : Schéma du montage expérimental utilisé pour effectuer l'exposition UV des fibres optiques.

Ainsi, différentes recettes d'exposition ont été testées afin d'optimiser le gain sur le signal rétrodiffusé. Les paramètres accordables lors de cette optimisation sont la puissance du faisceau, le temps d'exposition, la vitesse de déplacement de la fibre et la méthode d'exposition, c.-à-d. l'écriture (ou non) d'un réseau de Bragg dont la fréquence de résonance se situe à l'extérieur de la bande de fréquence balayée par l'OBR. Les résultats obtenus selon les paramètres utilisés seront illustrés à la section 5.2.1.

CHAPITRE 5 RÉSULTATS ET DISCUSSION

La présente section présentera les résultats obtenus en utilisant la théorie et la méthodologie expérimentale détaillées aux chapitres 3 et 4, respectivement. En premier lieu, les résultats portant sur la caractérisation des triplets de fibres seront présentés et analysés. Par la suite, l'analyse de la précision de notre approche sera détaillée pour des fibres monomodes standards (SMF28). Finalement, cette précision sera comparée à celle obtenue avec des fibres présentant un plus grand taux de diffusion Rayleigh. Pour ce faire, les résultats concernant l'augmentation de la diffusion Rayleigh grâce à l'exposition aux UVs seront d'abord étudiés.

5.1 Caractérisation des triplets de fibres

Nous avons ainsi, comme mentionnés, utilisé le montage expérimental illustré à la Figure 4.4 pour effectué l'expérience consistant à faire tourner le triplet de fibres à l'intérieur de l'aiguille lorsqu'elle celle-ci est déformée selon une géométrie prédéfinie. Ce faisant, nous avons pu, pour chaque point le long de la fibre, évalué l'angle relatif entre les fibres formant le triplet. Pour ce faire, nous avons isolé la contrainte propre à un point précis le long de la fibre (z_i) et ce, pour chacune des trois fibres. Ensuite, nous avons étudié le comportement de la contrainte à ce point précis au fur et à mesure que le triplet tournait. Les contraintes dans la fibre ont alors été mesurées à chaque fois que le triplet tournait de 10° . Les résultats obtenus pour une position précise (z_i) sont illustrés à la Figure 5.1. Un graphique similaire est ainsi obtenu pour chaque position le long du triplet de fibre. Ce faisant, on peut obtenir de manière distribuée les angles relatifs entre les cœurs de chaque fibre constituant le triplet ainsi que la distance entre le centre du triplet et le cœur de chaque fibre. Pour ce faire, on se base sur les équations 2.12 à 2.14 suggérée par Kemp *et al.* [88] qui stipulent qu'en effectuant un ajustement (*fit*) sinusoïdal sur les valeurs mesurées, alors le déphasage entre les sinus propres aux trois fibres peut directement être associé aux angles ϕ_{12} , ϕ_{13} et ϕ_{23} . Ces équations suggèrent aussi que les distances a_1 , a_2 et a_3 entre le centre du triplet et la fibre i sont directement proportionnelles à l'amplitude des sinus telle qu'illustrée à la Figure 5.1. Pour déterminer ces valeurs (a_1 , a_2 et a_3), on comprend donc, selon les équations 2.12 à 2.14, qu'il suffit de diviser l'amplitude de ces ajustements sinusoïdaux à la courbure de la fibre, obtenue en dérivant l'équation 3.47 deux fois selon l'axe de la fibre.

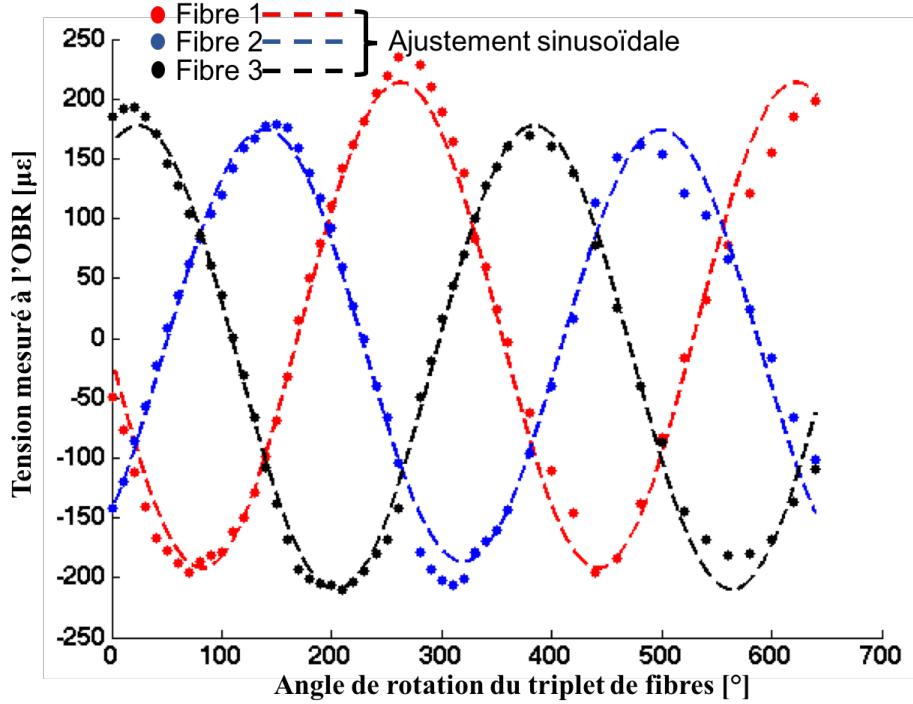


Figure 5.1 : Exemple typique de l'étude de la tension dans les trois fibres à la position z_i le long du triplet de fibres lorsque le triplet tourne à l'intérieur de l'aiguille déformée.

Ce processus a donc été répété pour tous les points sur lesquelles la contrainte a pu être mesuré par l'OBR, c.-à-d. environ 250 points distancés de 0.6 mm pour une longueur totale de 150 mm, ce qui correspond avec la longueur de l'aiguille utilisée. Suite à l'analyse de ces 250 graphiques, l'angle entre les fibres a pu être obtenu et est présenté à la Figure 5.2. On remarque que l'angle entre les fibres est très stable tout au long du triplet, à l'exception du bout du triplet où les valeurs tendent à changer. La valeur moyenne des angles se situe tout de même, tel qu'escompté, aux alentours de 120° . Similairement, la Figure 5.3 illustre le comportement de la distance entre le centre du triplet et les fibres (a_i) obtenue suite à l'analyse des graphiques semblables à celle de la Figure 5.1. On remarque encore une fois que cette valeur est relativement stable tout au long du triplet, mais qu'elles ont un comportement illogique lorsque l'on se rapproche du bout du triplet. Si on fait abstraction de ce comportement, pour l'instant, on remarque que les valeurs de a_i se situent aux alentours de $80 \mu\text{m}$, ce qui est excellent considérant que la distance minimale entre trois fibres parfaitement collées est estimée à $72.2 \mu\text{m}$ ($a_{min} = 2R/\sqrt{3}$, où R est le rayon d'une fibre).

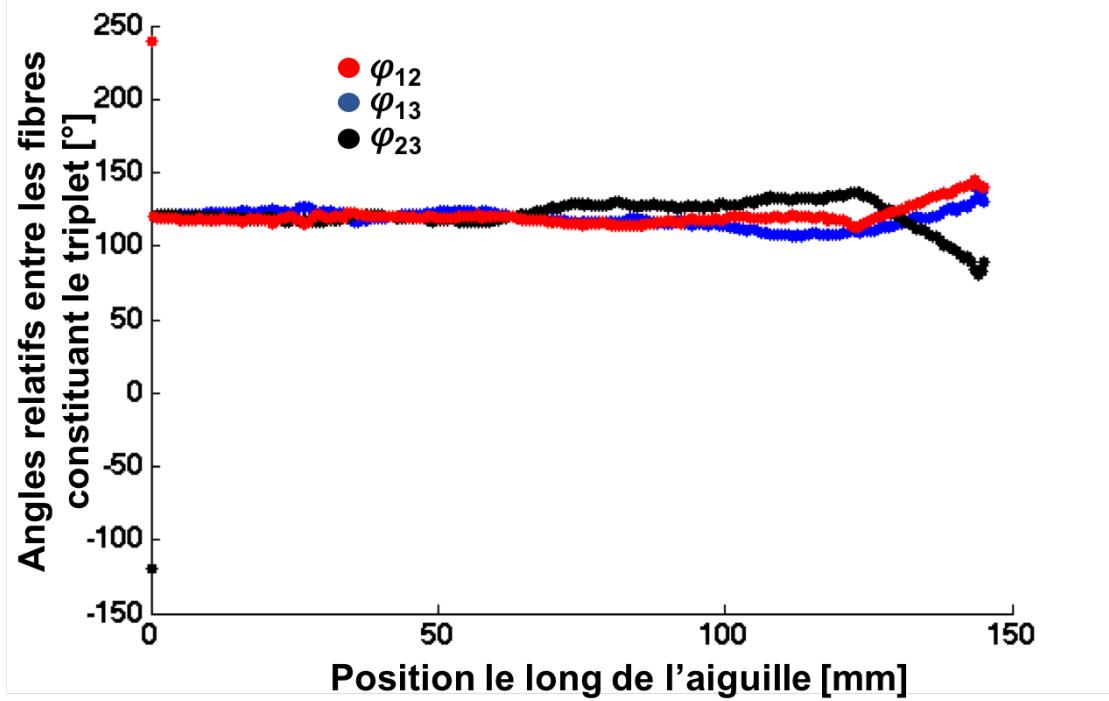


Figure 5.2 : Évaluation des angles relatifs entre chaque fibre formant le triplet.

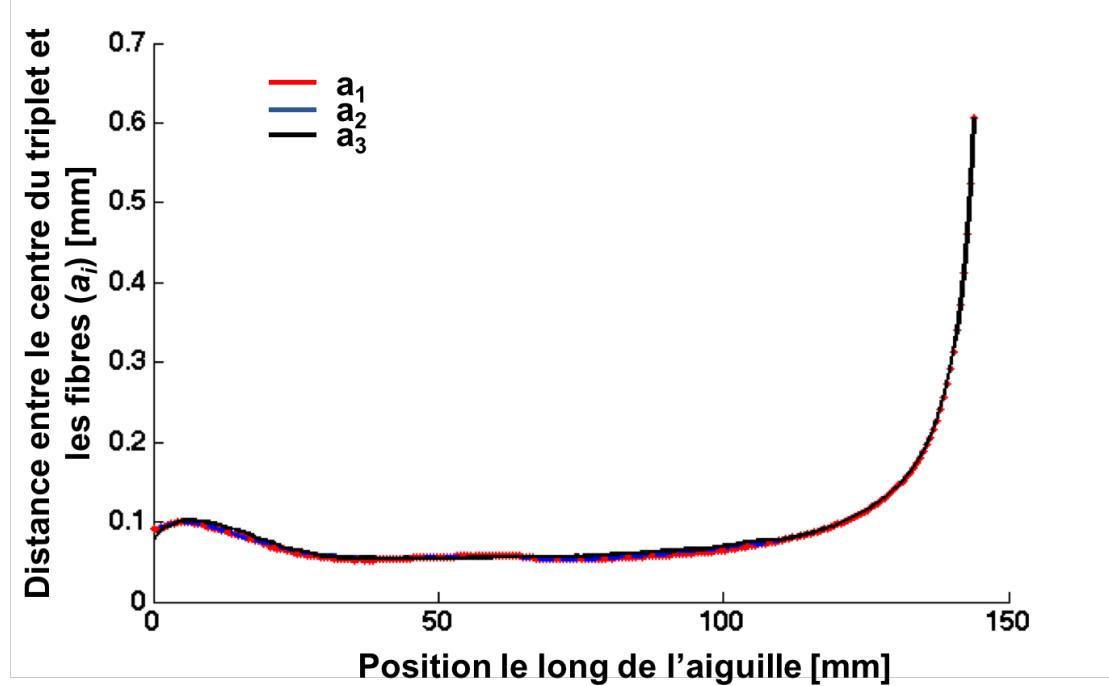


Figure 5.3 : Distance entre le centre du triplet et les fibres selon la position le long de l'aiguille

L'explication du comportement étrange des résultats pour les points situés près du bout de la fibre (< 20 mm) se base sur deux aspects importants. La première est que le triplet de fibres n'est pas collé à l'intérieur de l'aiguille et est donc libre de subir de la torsion. Il est important ici de se rappeler que c'est le triplet de fibres que l'on fait tourner dans cette expérience et que l'aiguille elle-même demeure immobile. Ainsi, on applique un moment angulaire sur le triplet à la base de l'aiguille. Cela dit, plus on est loin de l'endroit où le moment angulaire est appliqué, plus la friction entre le triplet de fibres et les parois de l'aiguille devient problématique. Le triplet de fibres a également un diamètre plus petit que l'aiguille. La forme de l'aiguille, volontairement fléchie selon une géométrie qu'il est possible de modéliser à l'aide de la théorie des poutres, exerce donc une force sur le triplet aux différents endroits où les parois de l'aiguille sont en contact avec le triplet, comme le schématisé la Figure 5.4. Comme mentionné, à ces endroits, la friction entre nécessairement en jeu et empêche le triplet de fibre de tourner au même rythme qu'à la base de l'aiguille. À notre avis, ce phénomène contribue fortement à la dégradation des résultats présentés aux figures 5.2 et 5.3.

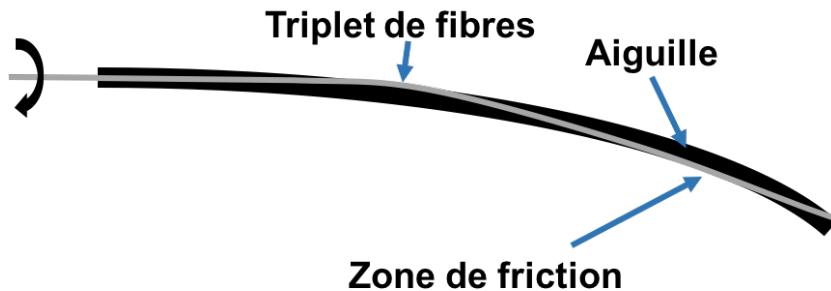


Figure 5.4 : Mise en évidence de l'effet de la friction sur les résultats obtenus.

Le second phénomène responsable des résultats douteux vers le bout de l'aiguille est le fait que les contraintes mesurées dans cette zone sont considérablement plus faibles. En effet, la Figure 5.4 met également en évidence qu'il est possible que le triplet de fibres ne soit que très peu déformé à son extrémité. Les contraintes mesurées en témoignent aussi; les valeurs maximales tournent autour de $\sim \pm 250 \mu\epsilon$ au milieu de l'aiguille alors qu'elles atteignent difficilement $\sim \pm 15 \mu\epsilon$ vers son extrémité. Il est ainsi beaucoup plus difficile de discerner un comportement sinusoïdal dans l'évolution des contraintes en fonction de l'angle de rotation du triplet. L'algorithme utilisé pour faire l'ajustement sinusoïdal devient d'ailleurs très peu efficace et l'amplitude de cet ajustement est généralement considérablement surestimée. C'est d'ailleurs la

raison pour laquelle nous croyons que la Figure 5.3, qui dépend directement de l'amplitude du *fit* sinusoïdal, est davantage instable que la Figure 5.2 dans la zone à l'étude.

Ainsi, cette approche pour caractériser les triplets de fibres semble très efficace à condition que ces deux problèmes soient corrigés. Pour ce faire, on peut premièrement penser à coller le triplet de fibres contre les parois de l'aiguille d'une quelconque façon et faire ensuite tourner l'aiguille à la place du triplet. Ce faisant, l'on se débarrasserait des problèmes de torsion due à la friction. Cela permettrait également de mesurer une distribution de contraintes légèrement plus uniforme, ce qui aurait pour effet de faciliter la distinction du comportement sinusoïdal et, par le fait même, assurer un *ajustement* numérique beaucoup plus représentatif de la réalité. On éviterait ainsi une surévaluation de l'amplitude lorsque les contraintes mesurées demeurent faibles ($\sim \pm 15 \mu\epsilon$). De surcroit, nous avons déjà mentionné que la sensibilité de l'appareil utilisé tourne autour de $\sim 1 \mu\epsilon$, la mesure de faibles contraintes peut ainsi être problématique. C'est toutefois un problème qui pourrait également être corrigé en collant le triplet adéquatement à l'intérieur de l'aiguille puisque cela uniformiserait la déformation du triplet conformément à celle de l'aiguille.

Cela étant dit, si l'on néglige la zone près de l'extrémité de l'aiguille (c.-à-d. les points $z_i = <135-150> \text{ mm}$), on remarque que les caractéristiques du triplet de fibre étudié ici sont très uniformes et correspondent bien avec celles escomptées. Le Tableau 5.1 résume d'ailleurs les valeurs moyennes obtenues pour différents triplets composés des différentes fibres déjà mentionnées dans la section 4.3.2. À titre informatif, l'acronyme UVE-SMF28 désigne ici les fibres monomodes standards (SMF28) qui ont été initialement exposées à un faisceau UV focalisé (*UV exposed-SMF28*), tel que mentionné précédemment.

Tableau 5.1: Résumé des valeurs moyennes permettant de caractériser les triplets de fibres utilisés

	$\overline{\phi_{12}} [\circ]$	$\overline{\phi_{13}} [\circ]$	$\overline{\phi_{23}} [\circ]$	$\overline{a_1} [\mu\text{m}]$	$\overline{a_2} [\mu\text{m}]$	$\overline{a_3} [\mu\text{m}]$
SMF28	118	138	104	89.2	85.0	80.3
Redfern	116	119	125	79.2	79.7	85.0
UVE-SMF28	121	118	120	79.1	79.4	80.7

Ainsi, à l'exception du triplet composé de SMF pour laquelle les angles entre les fibres semblent légèrement différents de ceux escomptés, on peut en conclure que le montage expérimental conçu pour la fabrication des triplets est très efficace. Il procure à la fois une forte répétabilité dans la création des triplets et un caractère très uniforme tout au long du triplet. Cette uniformité n'a pas pu être vérifiée pour la zone située près de l'extrémité du triplet pour les raisons mentionnées ci-haut. La stabilité des résultats hors de cette zone nous laisse cependant croire que le triplet de forme est bel et bien uniforme, même à l'intérieur de cette zone. Pour le reste des expériences, nous utiliserons donc les résultats présentés aux figures 5.2 et 5.3 en substituant les valeurs aberrantes (c.-à-d. les valeurs correspondant aux positions $z_i = \{135\dots150\}$ mm) par les valeurs moyennes présentées dans le Tableau 5.1.

5.2 Précision de la reconstruction de forme

Avant de se lancer dans la présentation et l'analyse des résultats finaux, un bref aperçu des étapes à suivre sera décrit afin de faciliter la compréhension de ceux-ci. La Figure 5.5 illustre les étapes à suivre pour obtenir, en premier lieu, la tension le long d'une fibre. Cette tension nous permettra, tel que mentionné, de reconstruire la forme de l'aiguille en utilisant le modèle géométrique décrit à la section 3.2. Ainsi, la Figure 5.5a) est principalement un rappel de la Figure 2.7 décrivant le traitement de données effectué par l'OBR. La Figure 5.5b) illustre le premier résultat brut présenté par l'OBR, c.-à-d. l'amplitude du signal rétrodiffusé en fonction de la position le long du montage expérimental. Cette figure nous permet d'en déduire la région qui nous intéresse, soit la portion de la fibre située dans l'aiguille. En effet, chaque pic d'intensité du signal rétrodiffusé est associé à un endroit où une grande partie de la lumière est réfléchie. Le premier pic est donc nécessairement attribuable à la connexion FC-APC (*fiber connector-angled physical contact*) directement à la sortie de l'OBR. Le deuxième est aussi dû à une connexion FC-APC entre la fibre de sortie de l'OBR et la fibre d'entrée de l'interrupteur optique. Le pic suivant est dû à une composante interne de l'interrupteur optique et est causé par l'injection du signal dans la fibre de sortie sélectionnée. L'avant-dernier pic est encore une fois causé par une connexion FC-APC permettant de relier chaque sortie de l'interrupteur optique aux fibres formant le triplet. Le dernier pic est celui qui nous intéresse le plus puisqu'il est causé par une réflexion de Fresnel dû à l'interface verre/air du bout de la fibre. Puisque le bout de la fibre correspond au bout de

l'aiguille, nous savons que la zone d'intérêt sur laquelle la reconstruction de forme sera effectuée correspond aux 150mm (longueur de l'aiguille) précédents ce pic. L'OBR nous permet donc alors de sélectionner cette zone d'intérêt afin de faire le traitement de données présenté à la Figure 5.5a) et ainsi obtenir les contraintes de manière distribuée sur toute la longueur de l'aiguille, tel qu'illustré à la Figure 5.5c). Il suffit précédemment de choisir la longueur de jauge désirée (Δx) et le nombre de points considéré (rélié à δx). À noter qu'à fin d'optimiser la précision de nos expériences, une moyenne flottante a été effectuée sur les valeurs de contraintes (ex. Figure 5.5c) afin de lisser les courbes obtenues.

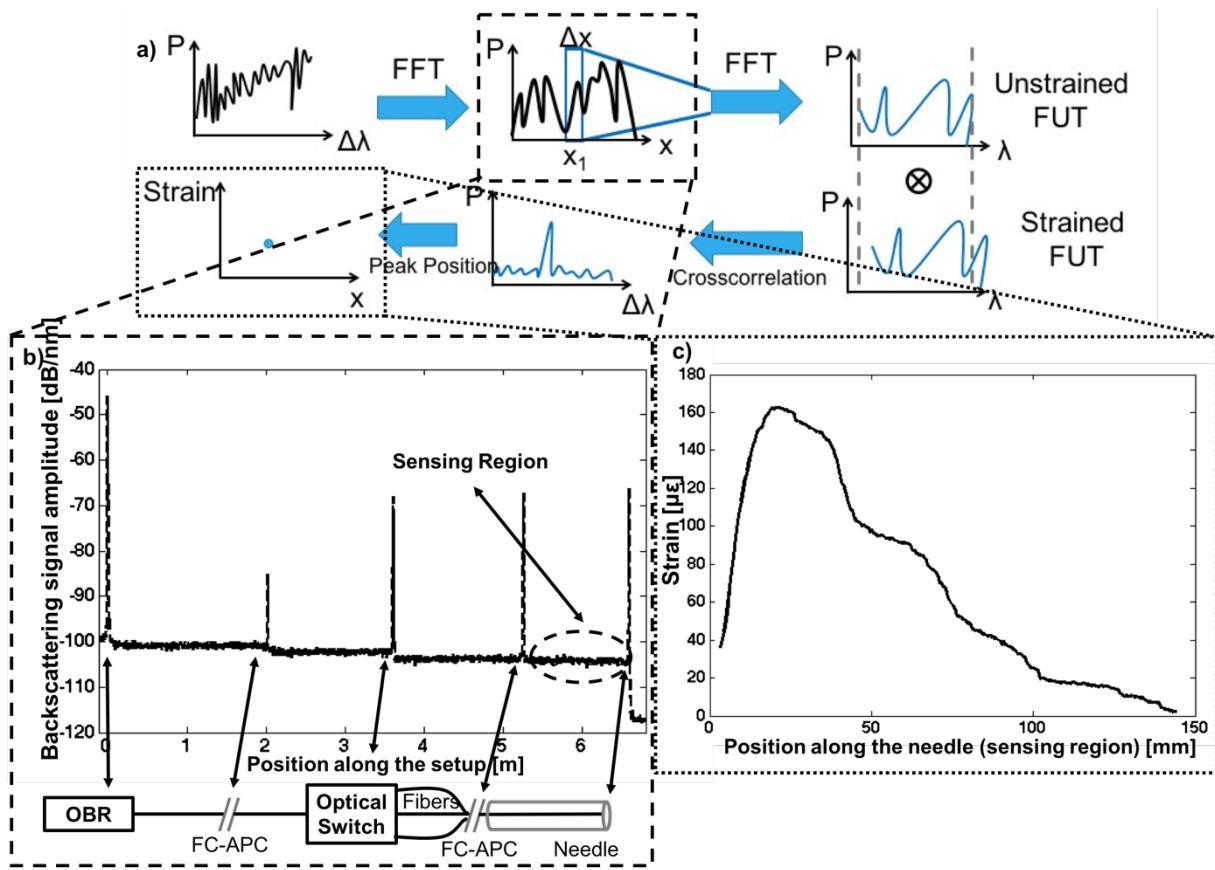


Figure 5.5 : Illustration des étapes à suivre précédemment à l'obtention de la forme de l'aiguille.
a) Rappel du traitement de données effectué par l'OBR tel qu'illusté à la figure 2.9. b) Première information fournit par l'OBR correspondant à la puissance du signal rétrodiffusé en fonction de la position le long de l'aiguille. C) Résultat final fourni par l'OBR illustrant la contrainte le long de l'une des trois fibres du triplet.

Ainsi, suite à l'obtention des graphiques semblable à celui illustré à la Figure 5.5c) pour chacune des trois fibres, on peut insérer les valeurs de tensions ($\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$) et les caractéristiques du triplet de fibres ($\phi_{12}, \phi_{13}, \phi_{23}, a_1, a_2, a_3$) dans le modèle géométrique pour obtenir la forme complète de l'aiguille. Ces résultats sont présentés à la Figure 5.6, où on voit d'abord le montage expérimental utilisé (Figure 5.6a), déjà présenté à la Figure 4.5, afin de bien relier la méthodologie correspondant aux résultats obtenus. Aussi, un rappel du fantôme utilisé pour déplacer le bout de l'aiguille (Figure 4.6) est illustré (Figure 5.6b) afin de mettre en évidence la correspondance entre les courbes provenant de la reconstruction de forme (Figure 5.6c) et le déplacement de l'aiguille.

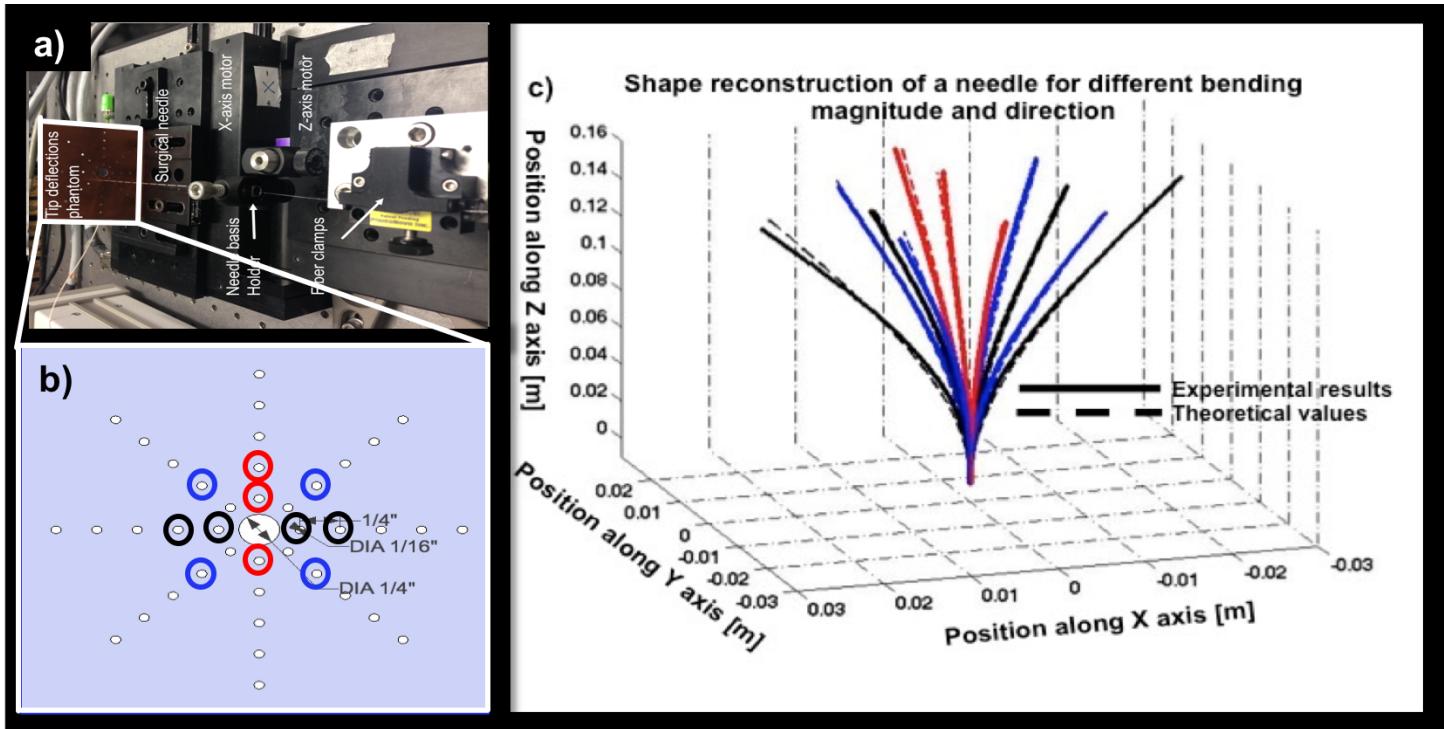


Figure 5.6 : Résultats de la reconstruction de forme d'une aiguille déformée tel que décrit dans la section 4.3. a) Rappel du montage expérimental utilisé b) Rappel du fantôme utilisé pour déformer l'aiguille. Les cercles illustrent le trou utilisé pour déformer l'aiguille et la couleur des cercles correspond à la couleur des courbes de c). c) Résultats obtenus suite à la reconstruction de forme.

Sur la Figure 5.6c), les courbes tracées par un trait plein représentent les résultats expérimentaux et celles tracées par un trait pointillé illustre la forme prédictive par la théorie des poutres. Qualitativement, on remarque déjà que l'approche semble efficace et que les résultats

expérimentaux suivent bel et bien les prédictions provenant de la théorie. En réalité, des courbes similaires à celles présentées à la Figure 5.6c) ont été obtenues pour chaque trou formant le fantôme de la Figure 5.6b). Seules quelques courbes ont été retenues ici afin de faciliter la visualisation des résultats. La Figure 5.7 illustre cependant un exemple de ce à quoi ressemblent les résultats si on considère les 40 trous du fantôme. Sur cette figure, les courbes en rouge, bleu, noir et rose représentent une flexion de l'aiguille selon l'axe Y, l'axe X, l'axe diagonal et l'axe anti-diagonal, respectivement. Comme précédemment, les courbes pleines correspondent aux valeurs provenant de la reconstruction de forme et les courbes pointillées représentent le modèle théorique. Selon une analyse purement qualitative effectuée par essais\erreurs en manipulant l'OBR, la résolution spatiale (longueur de jauge, Δx) et la distance entre chaque point considéré (δx) ont été fixées à 1cm et 0.06 cm, respectivement, puisque cela semblait être les paramètres maximisant la précision. Une étude quantitative corrélant la résolution spatiale et la précision obtenue sera présentée à la section 5.2.2

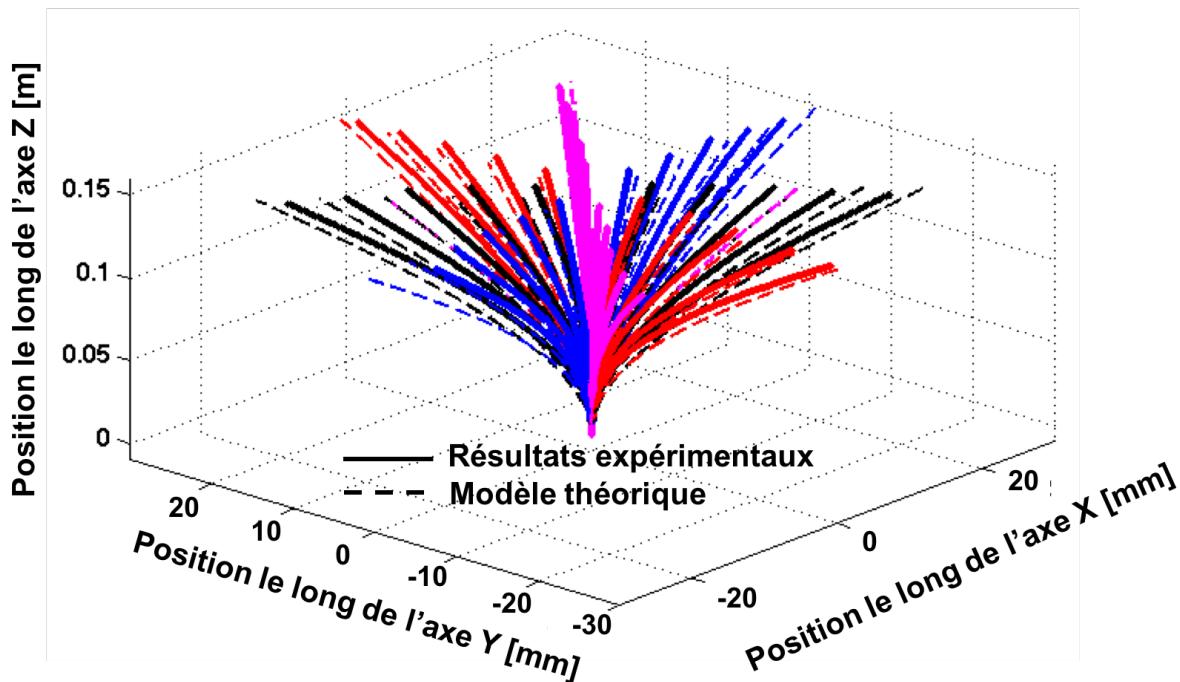


Figure 5.7 : Illustration des résultats obtenus pour les 40 trous du fantôme, donc pour 40 déformations différentes de l'aiguille.

À noter qu'une légère calibration est nécessaire ici pour optimiser les résultats. En effet, un problème rencontré fréquemment est que le plan XY obtenue à la suite de la reconstruction de

forme ne correspond pas parfaitement avec celui du laboratoire. On isole donc une seule courbe, arbitrairement, et on identifie l'angle (β) sous-tendant son plan $X'Y'$ et celui du laboratoire (plan XY). On effectue alors une rotation des résultats obtenue sur toutes les autres courbes afin de faire correspondre les deux systèmes d'axe ensemble. La Figure 5.8 illustre cette idée. À priori, ce problème ne devrait pas avoir lieu et devrait déjà être considéré dans le modèle géométrique développé par Froggatt et al.[81]. Cela dit, puisque le problème persistait d'une mesure à l'autre, nous avons développé cette approche pour calibrer adéquatement le système. Pour un triplet de fibre insérés dans une aiguille de façon permanente, cette calibration doit être effectuée qu'une seule fois, après quoi les résultats peuvent être obtenus directement.

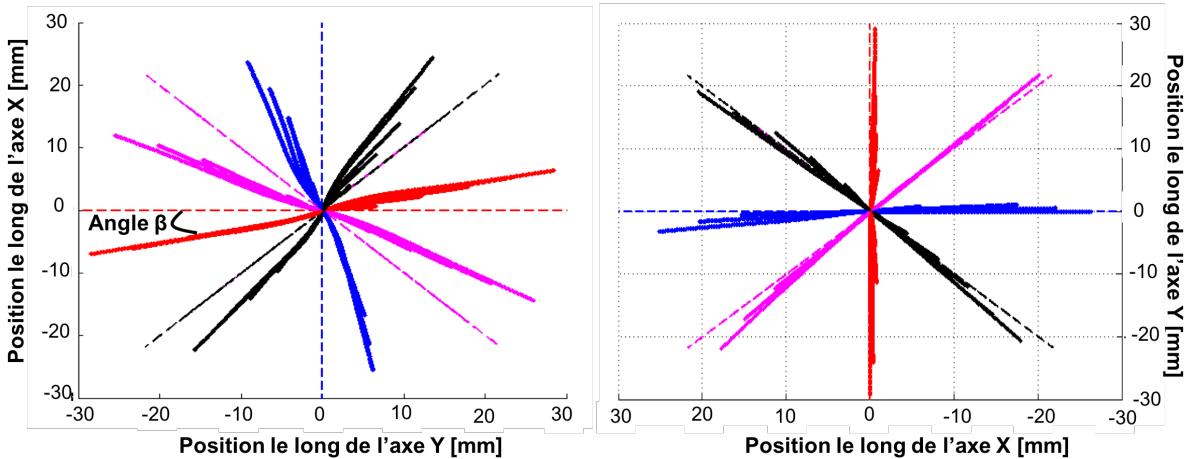


Figure 5.8 : Résultats obtenus tels que présentés à la Figure 5.7, mais avec une vue de haut (plan XY). On peut ainsi comprendre plus facilement le processus de calibration développé.

Cela dit, ces mesures ont été répétées 3 fois pour les 40 déformations de l'aiguille (une propre à chaque trou du fantôme) afin d'effectuer une étude statistique sur la précision obtenue. La Figure 5.9 illustre alors l'erreur quadratique moyenne (RMS, pour *Root Mean Square*) en fonction du déplacement du bout de l'aiguille. À noter que l'amplitude du déplacement d'un bout de l'aiguille est la même selon les 4 axes étudiés (X, Y, diagonal et anti-diagonal). Ainsi, sur la Figure 5.9, seulement 5 points sont illustrés correspondant à un déplacement de n fois 6.35mm ($n = \{1, \dots, 5\}$). Chaque point est donc une valeur moyenne des 8 trous également distancés par rapport au centre du fantôme, indépendamment de l'axe utilisé pour faire le déplacement du bout de l'aiguille. Puisque chaque mesure a été effectuée 3 fois, on comprend donc que chaque point

présent sur cette figure est une valeur moyenne de 24 valeurs. L'écart type sur ces mesures a également été calculé afin de quantifier l'incertitude sur la précision.

À noter que ces valeurs correspondent à l'erreur quadratique moyenne calculée en comparant l'entièreté de l'aiguille au modèle théorique. Généralement, pour l'application que l'on souhaite en faire, l'on s'intéresse davantage à la précision sur la position du bout de l'aiguille. La Figure 5.10 illustre ainsi la précision obtenue en comparant uniquement la position du bout l'aiguille provenant du processus de reconstruction de forme avec la position prédictive par la théorie des poutres. Le Tableau 5.2 résume les valeurs obtenues et facilite la comparaison avec la littérature. Ici, ΔL_T correspond au déplacement du bout de l'aiguille (équivalent à y_{max} dans l'équation 3.47) et RMS_{Tot} ainsi que RMS_{Tip} sont la précision obtenue sur l'entièreté de l'aiguille et sur le bout de l'aiguille, respectivement.

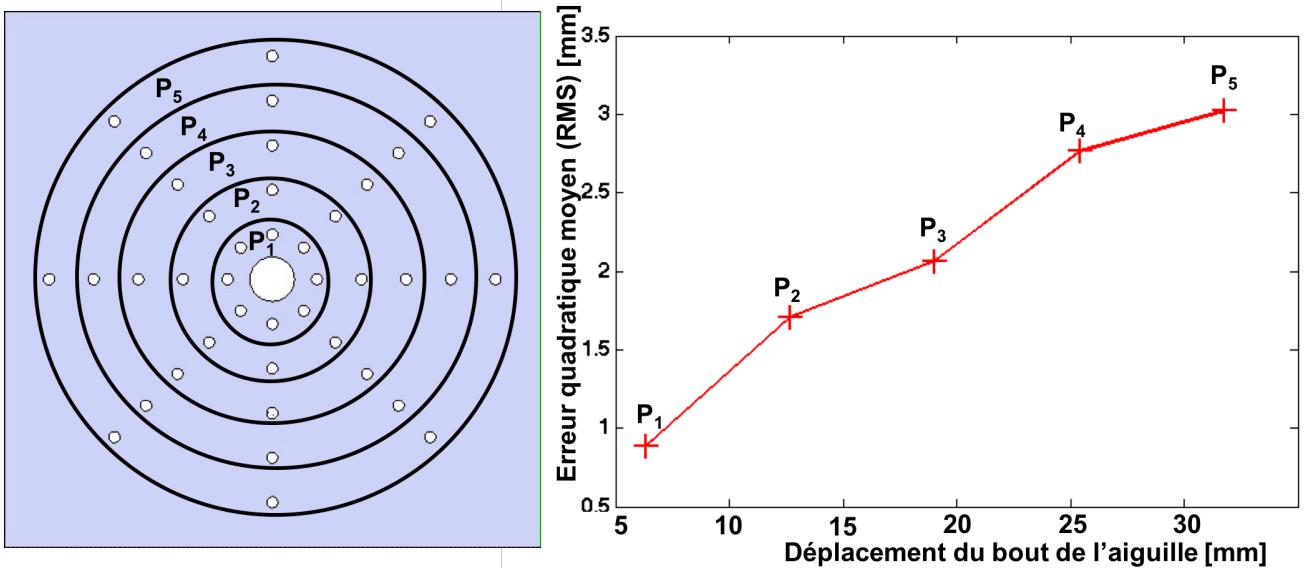


Figure 5.9 : Quantification de la précision de notre approche pour faire la reconstruction de forme. À gauche, une illustration du fantôme utilisé permet de comprendre quels trous ont été considérés afin d'obtenir une valeur moyenne telle qu'illustree sur le graphique de droite.

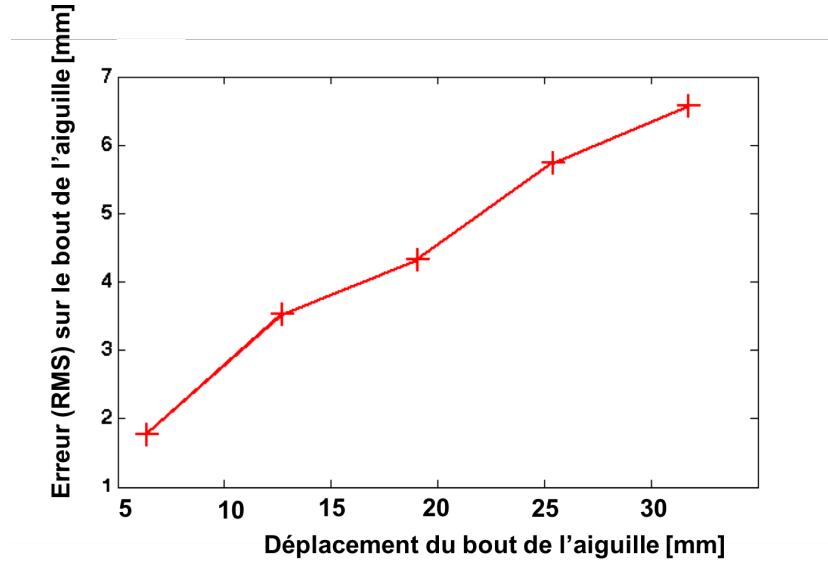


Figure 5.10 : Évaluation quantitative de la précision obtenue en considérant uniquement le bout de l'aiguille

Tableau 5.2 : Résumé des précisions obtenues en fonction de l'amplitude de la déformation de l'aiguille

	$\Delta L_T =$ 6.35mm	$\Delta L_T =$ 12.7mm	$\Delta L_T =$ 19.1mm	$\Delta L_T =$ 25.4mm	$\Delta L_T =$ 31.8mm
RMS_{Tot} [mm]	0.9±0.3	1.7±0.9	2.1±1.3	2.8±1.3	3±2
RMS_{Tip} [mm]	1.8±0.6	3.5±1.7	4.3±2.6	5.7±2.7	6.5±3.9

Plusieurs conclusions peuvent être tirées de ces résultats. La première est que la précision obtenue est nettement supérieure lorsque l'on considère l'entièreté de l'aiguille (RMS_{Tot}) que celle ne considérant que l'extrémité de l'aiguille (RMS_{Tip}). À notre avis, ceci est dû au fait que le processus de reconstruction de la forme s'effectue segment par segment de manière itérative en commençant par la base de l'aiguille. Ce faisant, l'erreur attribuable à la reconstruction d'un segment se transmet au segment suivant, et ainsi de suite. L'erreur se propage donc au fur et que la forme de l'aiguille est reconstruite et, par le fait même, augmente nécessairement. De plus,

nous avons déjà mentionné que puisque la longueur de jauge (Δx) est plus grande que le nombre de points considéré (δx), alors il existe un nombre de points situés au bout de l'aiguille pour laquelle aucune information n'est obtenue. Une approximation linéaire, considérant les 5 derniers points mesurables, est alors effectuée pour estimer la forme de l'extrémité de l'aiguille. Pour minimiser l'impact de ces problèmes, l'on pourrait, par exemple, remplacer l'approximation linéaire par une polynomiale. Aussi, il serait intéressant d'insérer une valeur seuil dans le modèle géométrique pour minimiser la propagation de l'erreur. Cette valeur seuil pourrait, par exemple, comparer la valeur de la courbure de deux segments successifs et si la différence entre ces valeurs est à l'extérieur du seuil fixé, alors la courbure des segments pourrait être corrigée légèrement. Cela étant dit, une approche de ce genre est longue et complexe et n'a donc pas été effectuée dans le cadre de ce projet de maîtrise.

Un dernier aspect important peut également expliquer le manque de précision sur la position du bout de l'aiguille. En effet, nous avons mentionné, dans la section précédente, que des limitations expérimentales ont engendré des résultats peu concluant au moment de caractériser la géométrie de l'extrémité des triplets. Nous avons alors fait une grosse approximation consistant à substituer les valeurs aberrantes par les valeurs moyennes. Dans la région près de l'extrémité de l'aiguille, l'angle entre les fibres et leur distance respective avec le centre du triplet comporte donc nécessairement des erreurs. À notre avis, ce phénomène contribue également fortement à la perte de précision sur la position du bout de l'aiguille.

Pour toutes ces raisons, nous étudierons, pour la suite des résultats, uniquement la précision obtenue sur l'entièreté de l'aiguille (RMS_{Tot}) tout en sachant que l'approche devra être optimisée considérablement pour permettre une évaluation plus précise sur la position du bout de l'aiguille (RMS_{Tip}).

Par ailleurs, on peut également conclure que la précision obtenue est relativement bonne (précision maximale de (0.9 ± 0.3) mm pour un déplacement du bout de l'aiguille de 6.35mm) et est fortement comparable aux précisions obtenues dans la littérature avec l'approche sensorielle discrète basée sur les FBGs. Avec les FBGs, la précision maximale atteinte sur la position du bout de l'aiguille uniquement est d'environ ~0.28 mm [82] (pour des déplacements selon un seul axe). En général, nous avons vu dans la revue de littérature que cette précision tourne plutôt autour du millimètre. Nous avons donc ici une approche distribuée (OFDR) qui présente des

résultats fortement similaires à l'approche discrète (FBGs). Cette affirmation est surtout vraie pour des déformations impliquant de grands rayons de courbure (petits déplacements $\Delta L_T < 6.35$ mm). En effet, on remarque que plus la déformation de l'aiguille est importante, plus on perd de la précision. Cela dit, dans la plupart des applications possibles, l'aiguille chirurgicale utilisée ne subit pas de déflection aussi grande que celle étudiée ici. Nous avons fait l'étude de la précision pour d'importantes déformations uniquement dans le but de quantifier les limitations de notre dispositif. Selon nos résultats, on peut conclure qu'un dispositif de ce genre serait cliniquement envisageable (précision sur la position du bout de l'aiguille $< \sim 2$ mm) uniquement pour des déplacements de l'extrémité de l'aiguille < 20 mm. Par contre, bien que nos résultats soient comparables à ceux recensés dans la revue de littérature, plusieurs sources d'erreurs dans notre approche expérimentale doivent être considérées. En minimisant ces sources d'erreurs, tout porte à croire que l'approche basée sur l'OFDR pourrait surpasser nettement celle basée sur les FBGs en termes de précision.

Parmi ces sources d'erreur, on peut penser à la contribution de la température sur le déplacement spectral mesuré. Cela dit, le modèle géométrique utilisé fait toujours intervenir la différence de contrainte entre les trois fibres (ε_{ij}). Selon toute vraisemblance, les trois fibres réagissent de la même façon aux changements de température environnantes. Ainsi, même si la valeur de la tension mesurée (ε_i) est influencée par la température, cette influence sera la même pour chaque fibre et devrait donc disparaître lors de l'évaluation de la différence de contraintes entre les fibres ($\varepsilon_{ij} = \varepsilon_j - \varepsilon_i$). Cela dit, cette supposition est vraie uniquement si le changement de température est uniforme autour de la fibre. Si un gradient de température est présent autour du triplet de fibres, alors chaque fibre ressentira une température différente, ce qui pourrait introduire des erreurs dans la reconstruction de forme. Cela dit, nous croyons fortement que la température n'est pas la principale source d'erreur dans notre dispositif.

Cela dit, la différence entre le diamètre de l'aiguille et le diamètre du triplet de fibres peut cependant être plus problématique. En effet, puisque la fibre fait un diamètre d'environ 1.3 mm, obtenir une précision submillimétrique devient difficile puisque l'on devient plus précis que les dimensions mêmes de l'instrument. Aussi, lors de la comparaison entre les résultats obtenus et le modèle théorique, ce dernier ne considère aucunement le diamètre de l'aiguille. Il est donc fort possible que la précision soit bien meilleure que celle calculée.

Le fait que le triplet de fibre ne soit pas collé à l'intérieur de l'aiguille induit également une erreur supplémentaire. En effet, au moment de la manipulation de l'aiguille, il est possible d'induire de la torsion le long du triplet de fibres. Cette torsion n'est pas problématique si elle est statique d'une mesure à l'autre. Par contre, elle le devient si elle apparaît entre différentes prises de données. Coller le triplet à l'intérieur de l'aiguille pourrait, encore une fois, considérablement améliorer la précision et la répétabilité de cette approche.

La principale source d'erreur réside cependant dans la sélection de la région où les contraintes sont mesurées dans les fibres optiques. En effet, la Figure 5.5b) illustre la méthode pour déterminer cette région. Cela dit, l'OBR nous demande de sélectionner manuellement cette région, à l'aide d'un curseur. On doit répéter cette sélection pour les trois fibres formant le triplet. Cela dit, il est possible qu'un décalage soit présent et que les régions sélectionnées ne correspondent pas *exactement* d'une fibre à l'autre. La Figure 5.11 illustre ce phénomène.

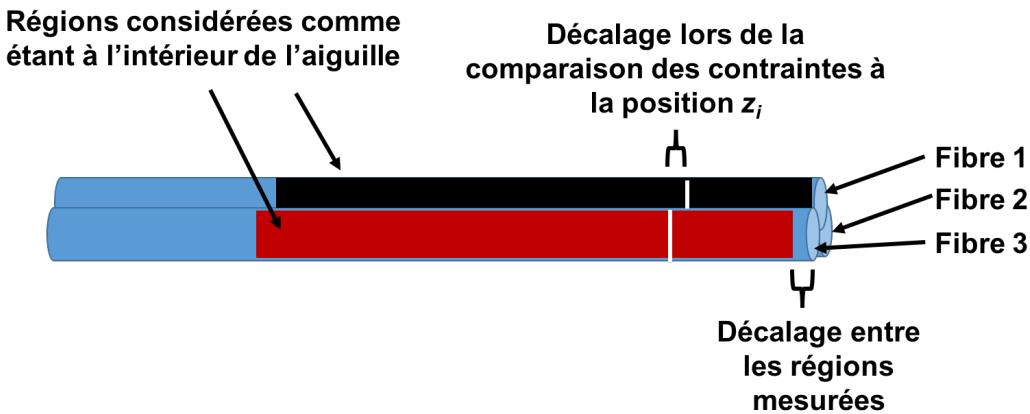


Figure 5.11 : Schéma illustrant la principale source d'erreur de notre approche.

Pour conclure, on comprend que malgré toutes ces sources d'erreurs, nous obtenons une précision sur la reconstruction de la forme (0.9 ± 0.3 mm pour de petites déflexions de l'aiguille) fortement comparable à ce qui est recensé dans la littérature en utilisant d'autres approches. Nous ne pouvons donc pas encore conclure qu'une approche sensorielle pleinement distribuée (OFDR) tend à augmenter la précision comparativement à l'approche discrète basée sur les FBGs. Cependant, en limitant les sources d'erreurs discutées ci-haut, tout porte à croire que ce type de dispositif pourrait atteindre des précisions supérieures. L'optimisation de la méthodologie expérimentale et du traitement de données doit cependant être complétée avant d'établir de

pareilles conclusions. De plus, nous avons démontré que le dispositif fonctionne adéquatement en trois dimensions puisque nous avons considéré des déformations selon 4 axes différentes.

5.2.1 Augmentation de la diffusion Rayleigh

Le deuxième objectif principal de ce projet consistait à vérifier si l'utilisation de fibres possédant un coefficient de diffusion Rayleigh plus grand que la SMF28 peut augmenter la précision du dispositif de reconstruction de forme. Nous avons donc, en premier lieu, fabriqué un triplet de fibres constitué de fibres Redfern. À ce sujet, la Figure 5.12 illustre l'amplitude du signal rétrodiffusé en fonction de la position le long de la fibre. Sur cette figure, on voit également le signal provenant d'une fibre SMF afin de comparer la puissance entre les deux. Sur le graphique, on voit que la courbe en bleue subit une augmentation brusque de l'intensité du signal rétrodiffusé à une distance d'environ 5.6 m de la sortie de l'OBR. Cette augmentation est due à l'épissure (*splice*) entre la SMF et le Redfern. Puisque la région de l'aiguille insérée dans l'aiguille se situe entre 6.4 m et 6.6 m, alors on comprend que les mesures sont bel et bien effectuées sur la Redfern. Cela dit, l'aspect important sur cette figure est que le signal provenant de la diffusion Rayleigh dans la Redfern est 10X (10dB) supérieur à celui dans une SMF standard. Nous pensons donc que l'utilisation de ce type de fibre pour former un triplet pourrait mener vers l'obtention d'une meilleure précision sur la reconstruction de la forme de l'aiguille. En effet, si l'amplitude du signal rétrodiffusé est plus grande, l'on minimise la contribution du bruit lors de la détection, ce qui laisse croire qu'une meilleure résolution au niveau des contraintes mesurées pourrait être obtenue.

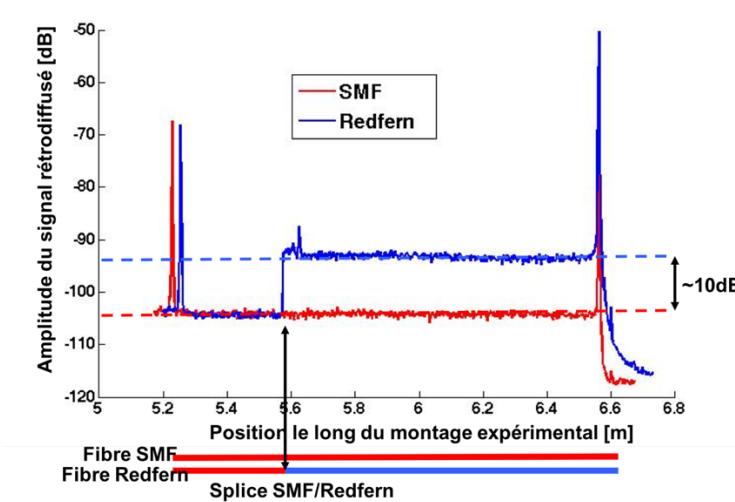


Figure 5.12 : Comparaison de l'amplitude du signal rétrodiffusé pour la SMF et la Redfern

Dans la même suite d'idée, nous avons aussi, tel que mentionné, exposé une SMF à un faisceau UV focalisé puisque selon Loranger *et al.* [96], cette approche permet d'augmenter considérablement la puissance du signal rétrodiffusé détectée. Plusieurs recettes ont été testées afin de maximiser le gain sur le signal rétrodiffusé, tel que mentionné dans la méthodologie. Par exemple, nous avons exposé la fibre sur 40 cm avec une vitesse de déplacement de 100 $\mu\text{m/s}$ (correspondant à un temps total d'exposition de 1.1 h) en utilisant une fréquence de modulation du piézoélectrique totalement arbitraire afin de nous assurer de n'inscrire aucun réseau de Bragg (voir Figure 4.8). Le laser utilisé pour l'exposition était la quatrième harmonique ($\lambda = 266 \text{ nm}$) d'un Nd :Yag ($\lambda = 1064 \text{ nm}$) avec une puissance maximale de 60 mW. Un cristal de KTP et de BBO sont utilisé pour doubler et quadrupler la fréquence du Nd :YAG, respectivement. Dans tous les cas, la puissance du laser utilisé correspond à la puissance maximale (c.-à-d. 60 mW), sans quoi un gain supérieur à 10 dB était difficilement atteignable. Avec les paramètres fixés aux valeurs mentionnées, nous avons obtenu un gain d'environ 13dB, ce qui est fortement comparable au signal provenant de la Redfern. La recette a donc été optimisée de manière à augmenter davantage le gain. Après quelques tentatives, un gain de 30dB a été obtenu simplement en augmentant considérablement le temps d'exposition (3.2 h, correspondant à une vitesse de déplacement de la fibre de 35 $\mu\text{m/s}$). Nous avons ensuite essayé de voir si l'écriture d'un réseau de Bragg uniforme sur toute la longueur de la fibre exposée (40 cm) pouvait contribuer davantage à l'augmentation du gain. Le réseau de Bragg a ainsi été inscrit en utilisant les mêmes paramètres (vitesse de déplacement de la fibre de 35 $\mu\text{m/s}$), mais en fixant la

fréquence du piézoélectrique de manière à ce qu'il corresponde au déplacement de la fibre et l'angle des miroirs de manière à écrire un réseau dont la fréquence de résonance se situe à l'extérieur des fréquences balayées par l'OBR. Dans notre cas, l'OBR balaye les longueurs d'onde situées entre 1530 nm et 1572 nm, nous avons donc choisi d'écrire un réseau à 1620 nm, ce qui correspond à une différence suffisamment grande par rapport aux fréquences balayées par l'OBR pour s'assurer que le signal n'est pas affecté par les lobes latéraux du FBG. Avec cette approche, un gain de ~ 38 dB a pu être enregistré, tel qu'illustré à la Figure 5.13. En d'autres mots, cette recette nous permet d'obtenir des fibres ayant un signal rétrodiffusé environ 6300X plus grand que dans une SMF standard.

Nous avons donc répété cette recette pour trois fibres pour ensuite les coller en utilisant le dispositif sur mesure présenté à la section 4.1. Ce faisant, trois triplets de fibres, formés de trois types de fibres différents, ont puis été comparés l'un avec l'autre afin d'établir une corrélation entre la précision obtenue sur la reconstruction de forme et l'amplitude du signal rétrodiffusé. Pour ce faire, chaque triplet de fibres a été soumis aux mêmes expériences que celles présentées précédemment. Une caractérisation des triplets de fibres a donc effectuer et les résultats ont d'ailleurs été résumés dans le Tableau 5.1. Finalement, chaque triplet a été inséré dans une aiguille dont l'embout a été déplacé selon le fantôme illustré à la Figure 4.6. Ainsi, pour chaque triplet, 40 mesures (correspondant aux 40 trous du fantôme) ont été prises et le processus a été répété trois fois, exactement de la même façon que précédemment avec le triplet de SMF. Chaque point présenté à la Figure 5.14 correspond donc aussi à une valeur moyenne de 24 données (voir Figure 5.9). La Figure 5.14 permet comparée la précision propre à chaque triplet.

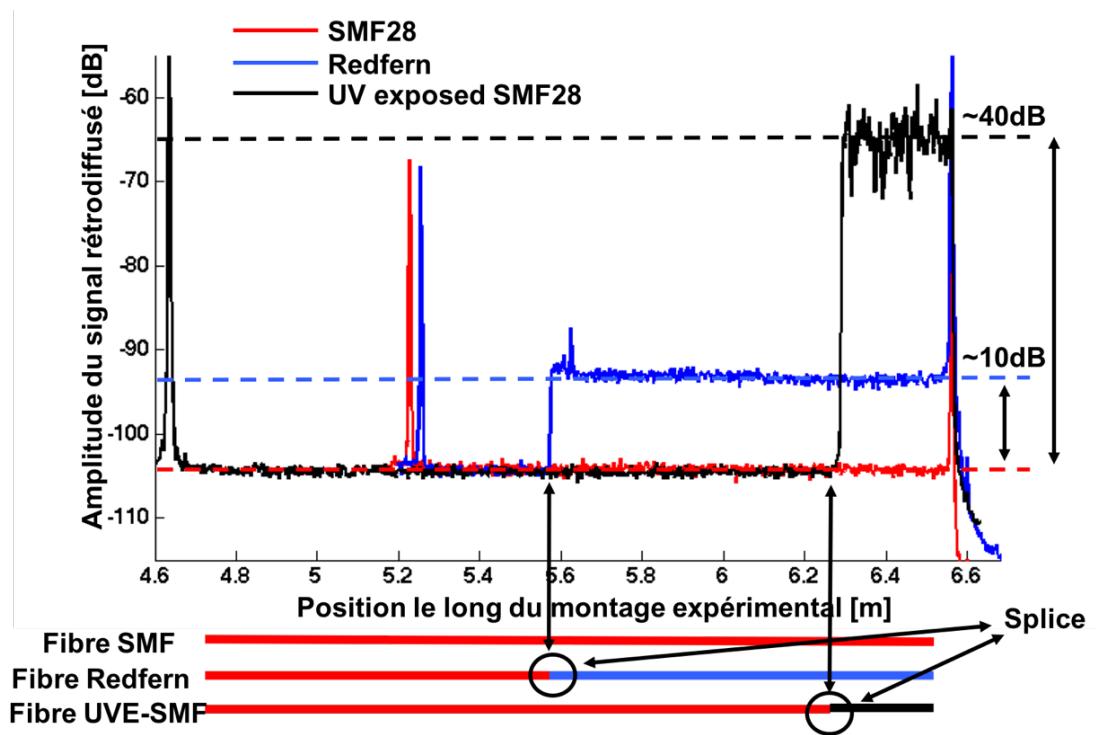


Figure 5.13 : Comparaison de l'amplitude du signal rétrodiffusé entre les trois types de fibres utilisées

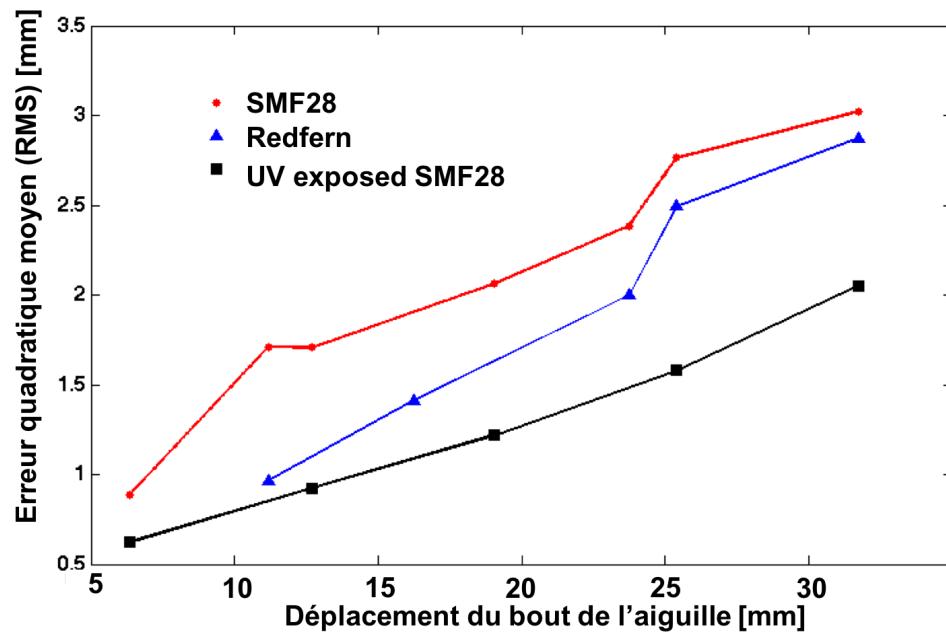


Figure 5.14 : Précision obtenue selon le triplet de fibres utilisé.

On remarque d'abord, sur la Figure 5.14, que quelques points sont absents pour le triplet de Redfern et que quelques points ont été ajoutés pour le triplet de SMF. Ceci est causé par un problème d'alignement du fantôme lors de la prise de mesure avec le triplet formé de fibres Redfern. En effet, les mesures ont d'abord été effectuées pour les positions de déformation maximale de l'aiguille ($\Delta L_T = 25.4$ et 31.8mm). Par la suite, un léger accident a complètement désaligné le fantôme. Nous avons donc dû réaligner le montage et recommencer les mesures. Pour éviter qu'un accident similaire ait lieu, un fantôme légèrement différent a été utilisé. Ce fantôme avait une meilleure stabilité sur le montage expérimental, mais possédait des trous à $\Delta L_T = 11.34\text{ mm}, 16.3\text{ mm}$ et 23.8 mm uniquement. Afin de pouvoir comparer avec quelques mesures prises en utilisant un triplet différent, le triplet formé de SMF a ensuite été inséré dans l'aiguille pour effectuer les mesures à $\Delta L_T = 11.34\text{ mm}$ et 23.8 mm . Ce faisant, la comparaison entre les précisions obtenues pouvait être faite de manières légèrement plus rigoureuses. Cela étant dit, même pour ces nouvelles amplitudes de déplacement du bout de l'aiguille ($\Delta L_T = 11.34\text{ mm}, 16.3\text{ mm}$ et 23.8 mm), les mesures ont été effectuées exactement de la même façon, c.-à-d. que chaque point illustré sur la Figure 5.14 est une valeur moyenne de la précision obtenue selon les 4 axes de déplacement ($\pm X$, $\pm Y$, \pm diagonal et \pm anti-diagonal) et les mesures ont été répétées trois fois. Ainsi, la valeur moyenne présentée considère également 24 valeurs d'erreurs quadratiques moyennes. Le Tableau 5.3 résume les précisions obtenues pour chaque triplet à l'étude et pour chaque amplitude de déflexion de l'aiguille.

Tableau 5.3 : Résumé des précisions obtenues avec les trois triplets de fibres de nature différente.

	$\Delta L_T =$ 6.35mm	$\Delta L_T =$ 11.34mm	$\Delta L_T =$ 12.7mm	$\Delta L_T =$ 16.3mm	$\Delta L_T =$ 19.1mm	$\Delta L_T =$ 23.8mm	$\Delta L_T =$ 25.4mm	$\Delta L_T =$ 31.8mm
RMS_{Tot} [mm] (SMF)	0.9 ± 0.3	1.8 ± 0.8	1.7 ± 0.9	--	2.1 ± 1.3	2.4 ± 1.1	2.8 ± 1.3	3 ± 2
RMS_{Tot} [mm] (Redfern)	--	1 ± 0.6	--	1.4 ± 0.8	--	2 ± 1	2.5 ± 1.1	2.9 ± 1.3

RMS_{Tot}								
[mm]	0.6 ± 0.2	--	0.9 ± 0.4	--	1.2 ± 0.8	--	1.6 ± 0.8	2.1 ± 1
(UVE-SMF)								

La principale conclusion que l'on peut tirer du Tableau 5.3 et de la Figure 5.14 est que l'augmentation de l'amplitude du signal rétrodiffusé semble effectivement augmenter la précision obtenue, et ce, sans tenir compte du degré de déformation de l'aiguille. Bien sûr, plus l'aiguille est déformée et plus la précision se dégrade, comme nous l'avions vu à la section 5.2. Ce comportement ne change donc pas, mais la précision est tout de même considérablement améliorée. On peut donc conclure que *la précision de cette approche pour effectuer de la reconstruction de forme peut être optimisée en utilisant des fibres ayant un taux de diffusion Rayleigh supérieur*. De plus, puisque plusieurs paramètres peuvent encore être optimisés par rapport à l'exposition UV, on peut également penser qu'un gain **supérieur à 40dB** pourrait être obtenu, par exemple en utilisant la 5e harmonique ($\lambda = 213\text{nm}$) d'un laser Nd :Yag, une puissance supérieure à 60mW et un temps d'exposition plus long. L'utilisation d'une longueur d'onde plus courte pour l'exposition UV ($\lambda = 213\text{nm}$) est suggéré puisque le verre est encore plus absorbant à cette longueur d'onde, ce qui mène à penser qu'encore plus de défauts dans le cœur des fibres seraient créés et, par le fait même, le gain sur le signal rétrodiffusé serait plus grand.

À noter que les sources d'erreurs détaillées dans la section précédente sont toujours des facteurs limitants au niveau de la précision obtenue. Cela dit, malgré toutes ces sources d'erreurs, une précision de $0.6 \pm 0.2\text{mm}$ (pour une déflexion $\Delta L_T = 6.35\text{ mm}$) a été obtenue pour le triplet de fibres exposées aux UV. Cette précision est très près de la meilleure précision recensée dans la littérature qui est d'environ 0.28 mm [82]. D'autant plus que cette valeur (~0.28 mm) a été obtenue pour des déplacements selon un seul axe, alors que dans notre cas, 8 directions sont considérées ($\pm X$, $\pm Y$, \pm diagonal et \pm anti-diagonal). Ainsi, l'optimisation de la précision par l'exposition aux UV des fibres formant le triplet nous permet d'atteindre des précisions fortement comparables, voire supérieures, dans plusieurs cas, aux précisions recensées dans la littérature basée sur l'approche par réseaux de Bragg. Ceci nous permet donc de conclure qu'un tel dispositif pourrait clairement être envisageable pour une utilisation clinique, surtout considérant

que la précision demeure inférieure à 2.1 mm pour des déplacements du bout de l'aiguille (ΔL_T) allant jusqu'à ~ 32 mm lorsque l'on utilise des fibres exposées aux UVs.

5.2.2 Optimisation de la précision

Tel que mentionné, notre hypothèse est que l'augmentation de l'amplitude du signal rétrodiffusé permet d'obtenir une meilleure sensibilité sur les mesures de contrainte, ce qui, selon nos résultats, mène à de bien meilleures précisions au niveau de la reconstruction de la forme de l'aiguille. Cela étant dit, puisque nous savons que la sensibilité sur les mesures de contrainte est inversement proportionnelle à la résolution spatiale, l'on peut également se questionner à savoir si ce phénomène (augmentation de la diffusion Rayleigh) peut également jouer un rôle sur la résolution spatiale. On peut supposer, selon toute logique, que plus la résolution spatiale est faible, plus la reconstruction de forme peut être précise puisque l'on connaît la contrainte sur un plus grand nombre de points le long de la fibre. Or, une limite théorique est fixée par le fait que la sensibilité du senseur de contrainte est inversement proportionnelle à sa résolution spatiale. Cela dit, puisque l'augmentation de la diffusion Rayleigh augmente la sensibilité du système, cela suggère que l'on pourrait utiliser de meilleure résolution spatiale sans atteindre la limite théorique sur la sensibilité des mesures de contraintes. Nous avons donc fait l'étude de la précision de notre dispositif en fonction de la résolution spatiale fixé à l'OBR. Pour ce faire, nous avons utilisé le moteur présenté à la Figure 4.5 pour déplacer le bout de l'aiguille de 1 mm, 2 mm, 5 mm et 10 mm selon l'axe X uniquement. Ensuite, pour chaque position, les mesures de contraintes ont été calculées par l'OBR en utilisant différentes valeurs de résolution spatiales Δx , soit 1 mm, 2 mm, 4 mm, 6 mm, 8 mm, 1 cm, 1.5 cm, 2 cm, 2.5 cm, 3 cm, 4 cm et 5 cm. Nous avons ensuite utilisé les contraintes mesurées pour effectuer de la reconstruction de forme et ainsi visualisé la corrélation entre la résolution spatiale utilisée et la précision obtenue. La Figure 5.15 illustre alors les résultats obtenus. Ainsi, chaque point illustré sur ce graphique (correspondant à la précision obtenue pour une valeur précise de résolution spatiale) est le résultat d'une moyenne de la précision évalué pour 4 déformations différentes de l'aiguille ($\Delta L_T = 1$ mm, 2 mm, 5 mm et 10 mm). L'écart type n'a toutefois pas été calculé puisque l'échantillonnage était trop petit ; l'écart type n'a donc que très peu de signification.

Premièrement, on remarque encore une fois que la précision obtenue est meilleure pour les fibres ayant un plus grand coefficient de diffusion Rayleigh. Cette affirmation est vraie peu importe la

résolution spatiale utilisée pour prendre nos mesures. Aussi, on remarque que lorsque la résolution spatiale est maximisée ($\Delta x < 4$ mm), alors la limite théorique est atteinte, c.-à-d. que l'on perd beaucoup de sensibilité sur les mesures de contraintes et la reconstruction de la forme de l'aiguille devient très peu précise. On peut également voir que lorsque la résolution spatiale est très faible ($\Delta x > 4$ cm), alors nous perdons également de la précision sur la reconstruction de la forme. Ce phénomène est, selon toute vraisemblance, dû au fait que le caractère distribué du senseur est atténué; une trop grande valeur de Δx implique la considération de trop de points le long de la fibre. Aussi, tel que mentionné, plus Δx est grand, et plus l'on perd d'information à la base et à l'extrémité de l'aiguille. En effet, pour chaque point x_i considéré, l'OBR utilise l'information sur les points situés à l'intérieur de l'intervalle $[x_i - \Delta x/2, x_i + \Delta x/2]$. Cela dit, lorsque $x_i < \Delta x/2$ (base de l'aiguille) et lorsque $(L - x_i) < \Delta x/2$, alors l'OBR manque d'information pour effectuer la *cross-correlation* menant à l'obtention du déplacement spectral causé par la tension ressentie par x_i . Ainsi, il est tout à fait normal que la reconstruction de la forme de l'aiguille soit moins précise pour de faibles résolutions spatiales (grandes valeurs de Δx).

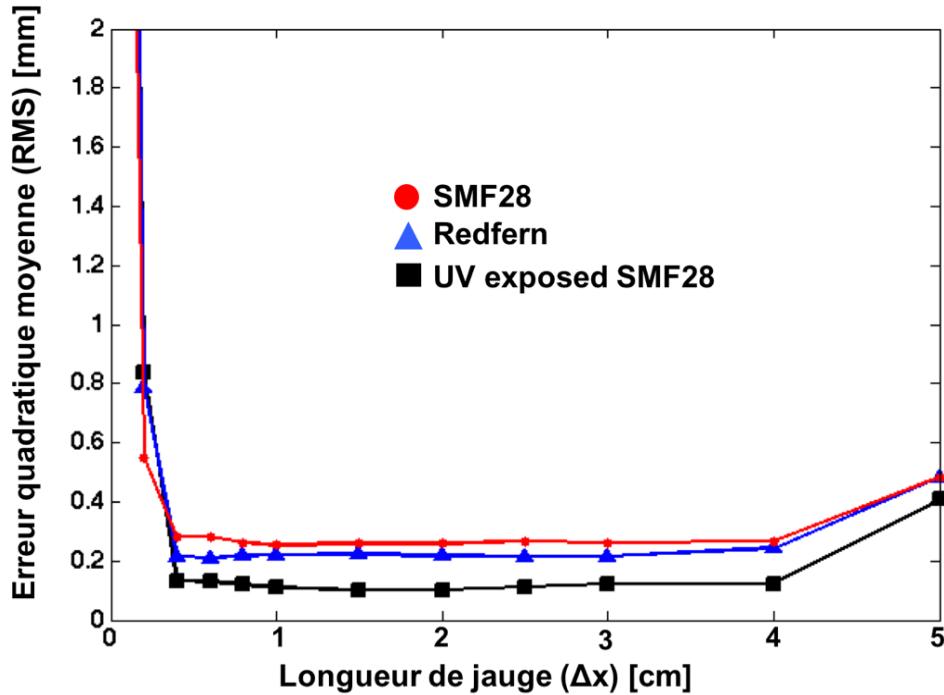


Figure 5.15 : Étude de la précision obtenue en fonction de la résolution spatiale du senseur de contrainte.

On remarque aussi que la précision est meilleure que celle recensée dans les Tableau 5.2 et 5.3. Nous croyons que ceci est dû au fait que l'utilisation d'un moteur pour déplacer le bout de l'aiguille était beaucoup plus précise que l'utilisation des trous du fantôme illustré à la Figure 4.6. En effet, les trous sont légèrement plus gros que l'aiguille, ce qui induit une source d'erreur supplémentaire puisque l'aiguille peut bouger à l'intérieur même d'un trou. Avec les moteurs, cette source d'erreur n'est plus présente et la précision sur le déplacement du bout de l'aiguille est bien meilleure. Ainsi, notre méthode de validation, basée sur la théorie des poutres, permet de mieux représenter la courbure de l'aiguille puisque le déplacement de l'aiguille correspond mieux à celui escompté. Nous sommes donc d'avis qu'avec une approche expérimentale plus précise, par exemple en utilisant des moteurs pour déformer l'aiguille, alors la précision recensée dans les Tableau 5.2 et Tableau 5.3, pourrait être optimisé. La précision maximale de ~ 0.6 mm atteinte avec les fibres exposées à un faisceau UV est donc potentiellement encore meilleure. Une étude statistique plus approfondie sur la précision obtenue en déplaçant l'aiguille avec des moteurs doit toutefois être effectuée pour vérifier l'exactitude de ces propos. Cela dit, la précision maximale illustrée à la Figure 5.15 est de 0.1 mm, obtenue avec une résolution spatiale de 1.5 cm et le triplet UVE-SMF. Elle est de 0.21 mm avec $\Delta x = 0.6$ cm et de 0.32 mm avec $\Delta x = 1$ cm pour le triplet de Redfurn et de SMF, respectivement.

Nous ne pouvons toutefois pas conclure que l'augmentation de la diffusion Rayleigh permet de modifier la limite théorique, c.-à-d. d'utiliser de meilleure résolution spatiale sans perdre trop de sensibilité au niveau des contraintes mesurées. Par contre, cela nous laisse croire qu'effectivement, l'augmentation de la précision de notre dispositif passe par l'augmentation de la sensibilité du senseur de contrainte et que l'augmentation de la diffusion Rayleigh tend à augmenter cette sensibilité.

Cela dit, une étude plus rigoureuse basée sur une analyse statistique comportant un plus grand échantillonnage devra être effectuée avant de pouvoir conclure avec certitude que cette affirmation est vraie.

CHAPITRE 6 CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS

Pour conclure, l'objectif principal d'effectuer de la reconstruction de forme d'aiguilles chirurgicales en utilisant l'OFDR dans des fibres optiques a été atteint avec une précision moyenne maximale de 0.9 ± 0.3 mm obtenu pour un déplacement du bout de l'aiguille de 6.35 mm (ce qui correspond à une courbure maximale (à la base de l'aiguille) de $\sim 0.85 \text{ m}^{-1}$). Pour de plus grandes courbures, la précision diminue cependant, atteignant 3 ± 2 mm pour un déplacement de l'extrémité de l'aiguille de 31.8 mm (courbure maximale de 4.24 m^{-1}). Selon la littérature, on peut comprendre qu'un dispositif de reconstruction de forme est envisageable pour des applications cliniques lorsque la précision se situe en dessous de ~ 2 mm. On peut donc conclure que notre approche est fort intéressante et pourrait éventuellement remplacer les méthodes de navigation 3D actuelles (Ultrason, EMTS et OTS) lorsque la courbure de l'instrument chirurgical minimalement invasif demeure inférieure à 4.24 m^{-1} . Pour de plus grandes courbures, le dispositif fonctionne toujours, mais la précision devient légèrement trop faible pour les applications visées.

À titre de rappel, l'atteinte de cet objectif repose sur la création du triplet de fibres à l'aide d'un montage expérimental construit sur mesure. Elle s'appuie ensuite sur l'utilisation d'un modèle géométrique proposé par Froggat *et al.* [81] qui permet de calculer la forme et l'orientation spatiale d'un triplet de fibres déformé en se basant sur les contraintes mesurées. La mesure des contraintes, quant à elle, s'effectue de manière distribuée par réflectométrie dans le domaine fréquentiel (OFDR), qui se fonde sur l'analyse du signal provenant de la diffusion Rayleigh.

C'est pourquoi le second objectif de ce projet de recherche consistait à vérifier si l'utilisation de fibres à différents coefficients de diffusion Rayleigh pouvait permettre d'augmenter la précision obtenue. À ce sujet, nous avons d'abord comparé les précisions atteignables avec de la fibre monomode standard (SMF) à celle utilisant une fibre dopée au germanium et au bore (Redfern) dont la puissance du signal rétrodiffusé est environ dix fois supérieure ($\sim 10\text{dB}$) à la SMF. Avec cette fibre, une augmentation de la précision de 44 % et de 16.7 % pour une déflexion du bout l'aiguille de 11.34 mm (courbure maximale de $\sim 1.51 \text{ m}^{-1}$) et de 23.8 mm (courbure maximale de $\sim 3.17 \text{ m}^{-1}$) a été obtenue, respectivement.

Nous avons également exposé trois SMF à un faisceau UV focalisé de manière à augmenter le signal rétrodiffusé de ~ 38 dB, soit un signal $\sim \times 6300$ supérieur à celui provenant d'une SMF. Pour ce faire, la quatrième harmonique ($\lambda = 266$ nm) d'un laser Nd:Yag ($\lambda = 1064$ nm) à une puissance de 60 mW a été utilisée pour écrire un long réseau uniforme de 40cm ayant une longueur d'onde de Bragg ($\lambda = 1620$ nm) à l'extérieur de la plage balayée par l'OBR ($\lambda \sim \{1530...1572\}$ nm). Ce faisant, une augmentation de la précision allant jusqu'à 47 % a été obtenue (pour un déplacement du bout de l'aiguille de 12.7 mm, soit une courbure maximale de 1.69m^{-1}). De manière globale, on parle d'une augmentation moyenne d'environ $\sim 39\%$ si l'on considère tout les courbures étudiées, allant de $\sim 0.85\text{ m}^{-1}$ ($\Delta L_T = 6.35$ mm) à 4.24 m^{-1} ($\Delta L_T = 31.8$ mm). La précision moyenne maximale obtenue avec ce type de fibres exposé aux UVs est de 0.6 ± 0.2 mm, ce qui est largement suffisant pour des applications cliniques.

Finalement, une étude de l'impact de la résolution spatiale choisie sur la précision obtenue a été effectuée. Sommairement, on remarque que les fibres ayant un plus grand signal rétrodiffusé ont encore une fois une précision supérieure. Cela étant dit, on peut également conclure de cette expérience que lorsque la résolution spatiale est plus faible ($\Delta x > 3$ cm), alors l'erreur quadratique moyenne tend à augmenter (diminution de la précision). Pour de trop fines résolutions spatiales ($\Delta x < 0.4$ cm), alors une perte significative en sensibilité au niveau des mesures de contraintes rend le dispositif très imprécis. Cette étude nous permet de conclure que la résolution spatiale optimale pour effectuer de la reconstruction de forme avec cette approche se situe entre 0.6 cm et 1.5 cm.

On comprend donc qu'un dispositif de reconstruction de forme basé sur l'OFDR est fortement comparable avec ceux se basant sur les FBGs. En effet, la revue de littérature recense des précisions tournant autour de quelques millimètres et allant jusqu'à 0.28 mm [82]. Cela étant dit, nos résultats présentés ici ont tous été obtenus à l'aide d'une approche expérimentale comportant indéniablement des sources d'erreurs. En éliminant ces sources d'erreurs, tout porte à croire que l'approche sensorielle pleinement distribuée (OFDR) permettrait d'atteindre des précisions encore meilleures. Parmi ces sources d'erreurs, le fait de coller le triplet de fibres à l'intérieur de l'aiguille permettrait indéniablement de mieux caractériser le triplet de fibres en uniformisant les contraintes dans le triplet et en éliminant la possible torsion du triplet à l'intérieur de l'aiguille. L'ajout d'une fibre supplémentaire au centre du triplet pour compenser la dépendance en

température pourrait également être utile. Cela dit, nous avons déjà mentionné que le modèle géométrique utilisé ici n'utilise que les différences entre les tensions mesurées dans chaque fibre, ce qui permet théoriquement de faire abstraction de la dépendance en température. Cet aspect n'est donc pas, à notre avis, celui qui induit la plus grande source d'erreur.

L'utilisation d'une fibre microstructurée comportant plusieurs cœurs pourrait également augmenter la précision de l'approche. En effet, une telle fibre, agissant à titre de triplet, aurait une géométrie clairement plus uniforme qu'un triplet de fibres collées de quelconques façons. Cela étant dit, puisque les cœurs seraient probablement plus rapprochés l'un de l'autre, une perte de sensibilité au niveau des courbures mesurées en découlerait nécessairement puisque les contraintes ressenties par chaque fibre seraient pratiquement identiques. Il faudrait donc utiliser une fibre multicoeurs ayant un grand diamètre est donc les cœurs sont le plus éloigné possible, pour éviter le couplage (*crosstalk*) entre les cœurs et maximiser la sensibilité du dispositif de reconstruction de forme.

Dans un même ordre d'idée, à toute fin pratique, si l'on désire réellement utiliser trois fibres différentes collées dans une géométrie triangulaire, alors l'élaboration d'un dispositif de collage permettant d'augmenter la distance entre les fibres tout en conservant la géométrie escomptée est suggéré. Ce faisant, la différence entre les contraintes mesurées par chaque fibre sera plus grande et le senseur aurait donc une plus grande sensibilité par rapport à l'obtention de la courbure du triplet.

Aussi, puisque cliniquement parlant, l'on s'intéresse généralement beaucoup plus à la position du bout de l'aiguille qu'à sa forme complète, l'implémentation d'une méthode d'extrapolation plus efficace entre les derniers points sur lesquels l'OBR recueille les contraintes et le bout de l'aiguille est suggérée. Aussi, puisque le modèle géométrique permet la reconstruction de la forme de l'aiguille de manières itérative, l'erreur se propage d'une section de fibre à l'autre. Le développement d'un algorithme permettant d'établir un seuil sur les différences de courbures de deux segments de fibres successifs est à envisager afin de minimiser la propagation d'erreurs. Ce faisant, la précision atteignable sur la position du bout de l'aiguille uniquement pourrait être considérablement augmentée.

Finalement, l'élaboration d'une méthode rigoureuse et répétable permettant de cibler exactement la même section sur les fibres investiguées est aussi fortement suggérée. En effet, l'aspect de

l'interface entre le bout de la fibre et l'air (*cleave*) est très important; elle doit être le plus uniforme possible d'une fibre à l'autre, sans quoi la répétabilité dans la sélection de la région à investiguer devient ardue. Une méthode efficace pour cliver le bout de la fibre uniformément devra donc être étudiée puisque le fait d'utiliser trois fibres collées ensemble rend les cliveuses conventionnelles inefficaces.

En considérant tous ces suggestions, nous sommes fortement convaincus qu'effectuer de la reconstruction de forme basée sur un senseur de contrainte utilisant l'OFDR sera considérablement plus efficace qu'avec les FBGs. En effet, la précision des deux méthodes est déjà fortement comparable, et ce, malgré les sources d'erreurs rencontrées dans le cadre de ce projet. La réalisation d'un instrument similaire à l'OBR permettant d'effectuer de l'acquisition de données à une vitesse plus rapide pour des applications en temps réel pourrait, à notre avis, mener vers un dispositif final efficace, précis et surtout facile d'utilisation pour les chirurgiens, et ce, d'ici quelques années seulement. On pourrait ainsi minimiser les risques de complications lors d'interventions minimalement invasives et augmenter le taux de succès de ces chirurgies.

6.1 LISTE DE MES PUBLICATIONS

Articles publiés ou acceptés dans des revues avec comité de lecture

- 1- K. Mandal, **F. Parent**, S. Martel, R. Kashyap, and S. Kadoury, "Vessel-based registration of an optical shape sensing catheter for MR navigation," *International Journal of Computer Assisted Radiology and Surgery*, pp. 1-10, 2016.
- 2- Lapointe, J., **Parent, F.**, Soares de Lima Filho, E., Loranger, S., Kashyap, K. (2015) *Toward integration of optical surface sensor in smartphone screens using fs laser*. Optics Letters. 249477. Vol. 40, No. 24, Date d'acceptation : 4 novembre 2015.
- 3- Lapointe, J., Ledemi, Y., Loranger, S., Lambin Iezzi, V., Soares de Lima Filho, E., **Parent, F.**, Morency, S., Messaddeq, Y., Kashyap, R. (2015), *Fabrication of ultrafast laser written low loss waveguides in flexible As₂S₃ chalcogenide glass tape*. Optics Letters. 253320. Date de soumission : 3 novembre 2015.

Autres contributions avec comité de lecture

- 4-** Parent, F., Kanti Mandal, K., Loranger, S., Watanabe Fernandes, E.H., Kashyap, R. Kadoury, S., (2016) *#D shape tracking of minimally invasive surgical tools using optical frequency domain reflectometry*. Proc. pour SPIE Medical Imaging 2016. San Diego (Mars 2016)
- 5-** Loranger, S., Parent, F., Lambin Iezzi, V., Kashyap R., (2016), *Enhancement of Rayleigh scatter in optical fiber by simple UV treatment: an order of magnitude increase in distributed sensing sensitivity*. Proc. pour SPIE Photonics West 2016. San Francisco (Février 2016).
- 6-** Lapointe, J., Parent, F., Loranger, S., Gagne, M., Kashyap, K. (2015) *Empowering cell phones with photonics*. Proc. pour Optronix-2015. IEEE Opto-electronics and applied optics 2015. Vancouver (Octobre 2015), Conférence plénière.
- 7-** F. Parent, K. Mandal, S. Loranger, S Martel, S. Kadoury, and R. Kashyap, (2015) *Shape sensing with optical fibres: the present and the future*, ACOFT, Adelaide, Australia, 30th November-2nd December, Conférencier invité.
- 8-** Kanti Mandal, K., Parent, F., Martel, S., Kashyap, R., Kadoury, S. (2015) *Calibration of a needle tracking device with fiber Bragg grating sensors*. Proc. SPIE 9415, Medical Imaging 2015 : Image-guided Procedures, Robotic Interventions, and Modeling, 94150X (18 Mars 2015)
- 9-** Parent, F., Kanti Mandal, K., Kadoury, S., Kashyap, R. (2015) *Real-time 3D reconstruction of catheter shape using FBGs based sensors*. Présentation par affiche. SPIE Photonics West 2015 : Optical Fibers and Sensors for Medical Diagnostics and Treatment Applications XV, 9317-41.
- 10-** Lambin Iezzi, V., Loranger, S., Parent, F., Kashyap, R. (2015), *Increased distributed sensing sensitivity using higher order stimulated Brillouin scattering*. SPIE Photonics West 2015 : Nonlinear Frequency Generation and Conversion, 9347-30, Présentation orale.
- 11-** Parent, F., Lapointe J., Lesage-Landry, A., Kashyap, R. (2014) Ultra-sensitive cells health sensors using FBG. Présentation orale et par affiche. Présenté à International Osa Network of Student (IONS) tenue à Polytechnique Montréal (Mai 2014).

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J. C. Reilly, L. C. Rusin, and F. J. Theuerkauf, "Colonoscopy: Its role in cancer of the colon and rectum," *Diseases of the Colon & Rectum*, vol. 25, pp. 532-538, 2013.
- [2] G. Tappero, E. Gaia, P. De Giuli, S. Martini, L. Gubetta, and G. Emanuelli, "Cold snare excision of small colorectal polyps," *Gastrointestinal Endoscopy*, vol. 38, pp. 310-313, 5// 1992.
- [3] L. M. Sutherland, J. R. Williams, R. A. Padbury, D. C. Gotley, B. Stokes, and G. J. Maddern, "Radiofrequency ablation of liver tumors: A systematic review," *Archives of Surgery*, vol. 141, pp. 181-190, 2006.
- [4] L. Navarro, R. J. Min, and C. Boné, "Endovenous laser: a new minimally invasive method of treatment for varicose veins—preliminary observations using an 810 nm diode laser," *Dermatologic surgery*, vol. 27, pp. 117-122, 2001.
- [5] T. C. Noone, J. Hosey, Z. Firat, and R. C. Semelka, "Imaging and localization of islet-cell tumours of the pancreas on CT and MRI," *Best Practice & Research Clinical Endocrinology & Metabolism*, vol. 19, pp. 195-211, 6// 2005.
- [6] M. P. Fried, J. Kleefield, H. Gopal, E. Reardon, B. T. Ho, and F. A. Kuhn, "Image-Guided Endoscopic Surgery: Results of Accuracy and Performance in a Multicenter Clinical Study Using an Electromagnetic Tracking System," *The Laryngoscope*, vol. 107, pp. 594-601, 1997.
- [7] M. K. Chmarra, C. A. Grimbergen, and J. Dankelman, "Systems for tracking minimally invasive surgical instruments," *Minimally Invasive Therapy & Allied Technologies*, vol. 16, pp. 328-340, 2007/01/01 2007.
- [8] J. Hummel, M. Figl, C. Kollmann, H. Bergmann, and W. Birkfellner, "Evaluation of a miniature electromagnetic position tracker," *Medical Physics*, vol. 29, pp. 2205-2212, 2002.
- [9] N. D. Inc. (2016, 15 Janvier 2016). *Medical Aurora - Medical*. Available: <http://www.ndigital.com/medical/products/aurora/>
- [10] K. Cleary, Z. Hui, N. Glossop, E. Levy, B. Wood, and F. Banovac, "Electromagnetic Tracking for Image-Guided Abdominal Procedures: Overall System and Technical Issues," in *Engineering in Medicine and Biology Society, 2005. IEEE-EMBS 2005. 27th Annual International Conference of the*, 2005, pp. 6748-6753.
- [11] J. Stoll, P. Novotny, R. Howe, and P. Dupont, "Real-time 3D ultrasound-based servoing of a surgical instrument," in *Robotics and Automation, 2006. ICRA 2006. Proceedings 2006 IEEE International Conference on*, 2006, pp. 613-618.
- [12] J. Stoll and P. Dupont, "Passive Markers for Ultrasound Tracking of Surgical Instruments," in *Medical Image Computing and Computer-Assisted Intervention – MICCAI 2005: 8th International Conference, Palm Springs, CA, USA, October 26-29, 2005, Proceedings, Part II*, J. S. Duncan and G. Gerig, Eds., ed Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2005, pp. 41-48.

- [13] R. Hongliang, D. Rank, M. Merdes, J. Stallkamp, and P. Kazanzides, "Multisensor Data Fusion in an Integrated Tracking System for Endoscopic Surgery," *Information Technology in Biomedicine, IEEE Transactions on*, vol. 16, pp. 106-111, 2012.
- [14] J. Hong, T. Dohi, M. Hashizume, K. Konishi, and N. Hata, "An ultrasound-driven needle-insertion robot for percutaneous cholecystostomy," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 49, p. 441, 2004.
- [15] P. M. Novotny, J. A. Stoll, N. V. Vasilyev, P. J. del Nido, P. E. Dupont, T. E. Zickler, *et al.*, "GPU based real-time instrument tracking with three-dimensional ultrasound," *Medical Image Analysis*, vol. 11, pp. 458-464, 10// 2007.
- [16] J. W. Cannon, J. A. Stoll, I. S. Salgo, H. B. Knowles, R. D. Howe, P. E. Dupont, *et al.*, "Real-Time Three-Dimensional Ultrasound for Guiding Surgical Tasks," *Computer Aided Surgery*, vol. 8, pp. 82-90, 2003/01/01 2003.
- [17] H. G. Kenngott, M. Wagner, M. Gondan, F. Nickel, M. Nolden, A. Fetzer, *et al.*, "Real-time image guidance in laparoscopic liver surgery: first clinical experience with a guidance system based on intraoperative CT imaging," *Surgical Endoscopy*, vol. 28, pp. 933-940, 2013.
- [18] J. N. Welch, J. A. Johnson, M. R. Bax, R. Badr, and R. Shahidi, "A real-time freehand 3D ultrasound system for image-guided surgery," in *Ultrasonics Symposium, 2000 IEEE*, 2000, pp. 1601-1604 vol.2.
- [19] H. Neshat, D. W. Cool, K. Barker, L. Gardi, N. Kakani, and A. Fenster, "A 3D ultrasound scanning system for image guided liver interventions," *Medical Physics*, vol. 40, p. 112903, 2013.
- [20] T. Bien, M. Li, Z. Salah, and G. Rose, "Electromagnetic tracking system with reduced distortion using quadratic excitation," *International Journal of Computer Assisted Radiology and Surgery*, vol. 9, pp. 323-332, 2013.
- [21] Z. Yaniv, E. Wilson, D. Lindisch, and K. Cleary, "Electromagnetic tracking in the clinical environment," *Medical Physics*, vol. 36, pp. 876-892, 2009.
- [22] A. Rodgers, R. Higgins, K. Hanf, and J. Farr, "Distributed array magnetic tracking," ed: Google Patents, 2006.
- [23] J. T. Scully and M. R. Schneider, "DC magnetic-based position and orientation monitoring system for tracking medical instruments," ed: Google Patents, 2010.
- [24] W. Birkfellner, F. Watzinger, F. Wanschitz, G. Enislidis, M. Truppe, R. Ewers, *et al.*, "Concepts and results in the development of a hybrid tracking system for CAS," in *Medical Image Computing and Computer-Assisted Intervention — MICCAI'98: First International Conference Cambridge, MA, USA, October 11–13, 1998 Proceedings*, W. M. Wells, A. Colchester, and S. Delp, Eds., ed Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1998, pp. 343-351.
- [25] R. Khadem, C. C. Yeh, M. Sadeghi-Tehrani, M. R. Bax, J. A. Johnson, J. N. Welch, *et al.*, "Comparative tracking error analysis of five different optical tracking systems," *Computer Aided Surgery*, vol. 5, pp. 98-107, 2000.
- [26] G. Meltz and E. Snitzer, "Fiber optic strain sensor," ed: Google Patents, 1981.

- [27] X. Bao and L. Chen, "Recent Progress in Distributed Fiber Optic Sensors," *Sensors*, vol. 12, p. 8601, 2012.
- [28] G. Bolognini and A. Hartog, "Raman-based fibre sensors: Trends and applications," *Optical Fiber Technology*, vol. 19, pp. 678-688, 12// 2013.
- [29] B. Lee, "Review of the present status of optical fiber sensors," *Optical Fiber Technology*, vol. 9, pp. 57-79, 4// 2003.
- [30] H. Gu, H. Dong, G. Zhang, Y. Dong, and J. He, "Dependence of Brillouin frequency shift on radial and axial strain in silica optical fibers," *Applied Optics*, vol. 51, pp. 7864-7868, 2012/11/10 2012.
- [31] V. L. Iezzi, S. Loranger, M. Marois, and R. Kashyap, "High-sensitivity temperature sensing using higher-order Stokes stimulated Brillouin scattering in optical fiber," *Optics Letters*, vol. 39, pp. 857-860, 2014/02/15 2014.
- [32] R. Kashyap, *Fiber bragg gratings*: Academic press, 1999.
- [33] S. Loranger, V. L. Iezzi, and R. Kashyap, "Demonstration of an ultra-high frequency picosecond pulse generator using an SBS frequency comb and self phase-locking," *Opt Express*, vol. 20, pp. 19455-62, Aug 13 2012.
- [34] E. P. Ippen and R. H. Stolen, "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers," *Applied Physics Letters*, vol. 21, pp. 539-541, 1972.
- [35] W. Zou, Z. He, and K. Hotate, "Complete discrimination of strain and temperature using Brillouin frequency shift and birefringence in a polarization-maintaining fiber," *Optics Express*, vol. 17, pp. 1248-1255, 2009/02/02 2009.
- [36] C. C. Lee, P. W. Chiang, and S. Chi, "Utilization of a dispersion-shifted fiber for simultaneous measurement of distributed strain and temperature through Brillouin frequency shift," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, pp. 1094-1096, 2001.
- [37] X. Bao, D. J. Webb, and D. A. Jackson, "Combined distributed temperature and strain sensor based on Brillouinloss in an optical fiber," *Optics Letters*, vol. 19, pp. 141-143, 1994/01/15 1994.
- [38] X. Bao and L. Chen, "Recent progress in distributed fiber optic sensors," *Sensors*, vol. 12, pp. 8601-8639, 2012.
- [39] D. Culverhouse, F. Farahi, C. N. Pannell, and D. A. Jackson. (1989, Potential of stimulated Brillouin scattering as sensing mechanism for distributed temperature sensors. *Electronics Letters* 25(14), 913-915. Available: http://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/el_19890612
- [40] M. Tateda, T. Horiguchi, T. Kurashima, and K. Ishihara, "First measurement of strain distribution along field-installed optical fibers using Brillouin spectroscopy," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 8, pp. 1269-1272, 1990.
- [41] V. Lambin-Iezzi, S. Loranger, and R. Kashyap, "Brillouin scattering: From characterization to novel applications," in *Odyssey of Light in Nonlinear Optical Fibers: Theory and Applications*, K. Porsezian and R. Ganapathy, Eds., ed: CRC Press, 2015, pp. 351-409.

- [42] T. Kurashima, T. Horiguchi, and M. Tateda, "Distributed-temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical silica fibers," *Optics Letters*, vol. 15, pp. 1038-1040, 1990/09/15 1990.
- [43] R. Bernini, A. Minardo, and L. Zeni, "Distributed Sensing at Centimeter-Scale Spatial Resolution by BOFDA: Measurements and Signal Processing," *IEEE Photonics Journal*, vol. 4, pp. 48-56, 2012.
- [44] H. Naruse and M. Tateda, "Trade-off between the spatial and the frequency resolutions in measuring the power spectrum of the Brillouin backscattered light in an optical fiber," *Applied Optics*, vol. 38, pp. 6516-6521, 1999/11/01 1999.
- [45] D. Garus, T. Gogolla, K. Krebber, and F. Schliep, "Brillouin optical-fiber frequency-domain analysis for distributed temperature and strain measurements," *Journal of lightwave technology*, vol. 15, pp. 654-662, 1997.
- [46] K. Tsujikawa, K. Tajima, and M. Ohashi, "Rayleigh Scattering Reduction Method for Silica-Based Optical Fiber," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 18, p. 1528, 2000/11/01 2000.
- [47] W. Eickhoff and R. Ulrich, "Optical frequency domain reflectometry in single-mode fiber," *Applied Physics Letters*, vol. 39, pp. 693-695, 1981.
- [48] R. I. MacDonald, "Frequency domain optical reflectometer," *Applied Optics*, vol. 20, pp. 1840-1844, 1981/05/15 1981.
- [49] H. Barfuss, Brinkmeyer, E., "Modified optical frequency domain reflectometry with high spatial resolution for components of integrated optic systems," *Journal of lightwave technology*, vol. Vol. 7, pp. 3-10, January 1989 1989.
- [50] D. L. Philen, I. A. White, J. F. Kuhl, and S. C. Mettler, "Single-Mode Fiber OTDR: Experiment and Theory," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 30, pp. 1487-1496, 1982.
- [51] M. K. Barnoski and S. M. Jensen, "Fiber waveguides: a novel technique for investigating attenuation characteristics," *Applied Optics*, vol. 15, pp. 2112-2115, 1976/09/01 1976.
- [52] A. Masoudi, M. Belal, and T. Newson, "A distributed optical fibre dynamic strain sensor based on phase-OTDR," *Measurement Science and Technology*, vol. 24, p. 085204, 2013.
- [53] A. Masoudi and T. P. Newson, "Contributed Review: Distributed optical fibre dynamic strain sensing," *Review of Scientific Instruments*, vol. 87, p. 011501, 2016.
- [54] G. Tu, X. Zhang, Y. Zhang, F. Zhu, L. Xia, and B. Nakarmi, "The Development of an Φ -OTDR System for Quantitative Vibration Measurement," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 27, pp. 1349-1352, 2015.
- [55] A. E. Alekseev, V. S. Vdovenko, B. G. Gorshkov, V. T. Potapov, and D. E. Simikin, "A phase-sensitive optical time-domain reflectometer with dual-pulse phase modulated probe signal," *Laser Physics*, vol. 24, p. 115106, 2014.
- [56] LUNA, "Optical Backscatter reflectometer (OBR4600) DataSheet," ed: LUNA Innovations Incorporated, 2014.

- [57] M. Froggatt, Moore, J., "High-spatial-resolution distributed strain measurement in optical fiber with Rayleigh scatter," *Applied Optics*, vol. Vol. 37, pp. 1735-1740, April 1st, 1998 1998.
- [58] F. Parent, K. Kanti Mandal, S. Loranger, E. H. Watanabe Fernandes, R. Kashyap, and S. Kadoury, "3D shape tracking of minimally invasive medical instruments using optical frequency domain reflectometry," in *SPIE Medical Imaging*, San Diego, 2016.
- [59] L. Sascha, N. Nils, and K. Katerina, "Incoherent optical frequency domain reflectometry and distributed strain detection in polymer optical fibers," *Measurement Science and Technology*, vol. 21, p. 017001, 2010.
- [60] M. E. Froggatt, D. K. Gifford, S. T. Kreger, M. S. Wolfe, and B. J. Soller, "Distributed Strain and Temperature Discrimination in Unaltered Polarization Maintaining Fiber," in *Optical Fiber Sensors*, Cancun, 2006, p. ThC5.
- [61] S. Loranger, F. Parent, V. Lambin-Iezzi, and R. Kashyap, "Enhancement of Rayleigh scatter in optical fiber by simple UV treatment: an order of magnitude increase in distributed sensing sensitivity," 2016, pp. 97440E-97440E-7.
- [62] R. Yun-Jiang, "In-fibre Bragg grating sensors," *Measurement Science and Technology*, vol. 8, p. 355, 1997.
- [63] W. W. Morey, G. Meltz, and W. H. Glenn, "Fiber Optic Bragg Grating Sensors," 1990, pp. 98-107.
- [64] Y. J. Rao, L. Zhang, I. Bennion, A. B. Lobo Ribeiro, and D. A. Jackson, "Combined spatial- and time-division-multiplexing scheme for fiber grating sensors with drift-compensated phase-sensitive detection," *Optics Letters*, vol. 20, pp. 2149-2151, 1995/10/15 1995.
- [65] K. Sung Chul, K. Se Yoon, L. Sang Bae, K. Seo Won, C. Sang Sam, and L. Byoungho, "Temperature-independent strain sensor system using a tilted fiber Bragg grating demodulator," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, pp. 1461-1463, 1998.
- [66] M. Xu, L. Dong, L. Reekie, J. Tucknott, and J. Cruz, "Temperature-independent strain sensor using a chirped Bragg grating in a tapered optical fibre," *Electronics Letters*, vol. 31, pp. 823-824, 1995.
- [67] M. S. Ferreira, J. Bierlich, M. Becker, K. Schuster, J. L. Santos, and O. Frazão, "Ultra-high sensitive strain sensor based on post-processed optical fiber Bragg grating," *Fibers*, vol. 2, pp. 142-149, 2014.
- [68] Y. Wang, X. Qiao, H. Yang, D. Su, L. Li, and T. Guo, "Sensitivity-Improved Strain Sensor over a Large Range of Temperatures Using an Etched and Regenerated Fiber Bragg Grating," *Sensors*, vol. 14, pp. 18575-18582, 2014.
- [69] J. Du and Z. He, "FBG sensor for strain measurement with enhanced sensitivity by using degenerated FWM in highly nonlinear fibre," *Electronics Letters*, vol. 49, pp. 1399-1401, 2013.
- [70] P. M. Blanchard, J. G. Burnett, G. R. G. Erry, A. H. Greenaway, P. Harrison, B. Mangan, *et al.*, "Two-dimensional bend sensing with a single, multi-core optical fibre," *Smart Materials and Structures*, vol. 9, p. 132, 2000.

- [71] M. J. Gander, D. Macrae, E. A. C. Galliot, R. McBride, J. D. C. Jones, P. M. Blanchard, *et al.*, "Two-axis bend measurement using multicore optical fibre," *Optics Communications*, vol. 182, pp. 115-121, 8/1/ 2000.
- [72] G. M. H. Flockhart, W. N. MacPherson, J. S. Barton, J. D. C. Jones, L. Zhang, and I. Bennion, "Two-axis bend measurement with Bragg gratings in multicore optical fiber," *Optics Letters*, vol. 28, pp. 387-389, 2003/03/15 2003.
- [73] J. Qian, Q. Zheng, Y. Zhang, L.-y. SHEN, and Y.-n. Zhang, "Deformation sensing and incremental shape reconstruction for intelligent colonoscopy," *Optics and Precision Engineering*, vol. 12, pp. 518-524, 2004.
- [74] L. Zhang, J. Qian, L. Shen, and Y. Zhang, "FBG sensor devices for spatial shape detection of intelligent colonoscope," in *Robotics and Automation, 2004. Proceedings. ICRA '04. 2004 IEEE International Conference on*, 2004, pp. 834-840 Vol.1.
- [75] Z. Lunwei, Q. Jinwu, Z. Yanan, and S. Linyong, "On SDM/WDM FBG sensor net for shape detection of endoscope," in *Mechatronics and Automation, 2005 IEEE International Conference*, 2005, pp. 1986-1991 Vol. 4.
- [76] G. A. Miller, C. G. Askins, and E. J. Friebel, "Shape sensing using distributed fiber optic strain measurements," in *Second European Workshop on Optical Fibre Sensors*, 2004, pp. 528-531.
- [77] A. Fender, E. J. Rigg, R. R. J. Maier, W. N. MacPherson, J. S. Barton, A. J. Moore, *et al.*, "Dynamic two-axis curvature measurement using multicore fiber Bragg gratings interrogated by arrayed waveguide gratings," *Applied Optics*, vol. 45, pp. 9041-9048, 2006/12/20 2006.
- [78] X. Yi, J. Qian, L. Shen, Y. Zhang, and Z. Zhang, "An Innovative 3D Colonoscope Shape Sensing Sensor Based on FBG Sensor Array," in *Information Acquisition, 2007. ICIA '07. International Conference on*, 2007, pp. 227-232.
- [79] R. G. Duncan, M. E. Froggatt, S. T. Kreger, R. J. Seeley, D. K. Gifford, A. K. Sang, *et al.*, "High-accuracy fiber-optic shape sensing," 2007, pp. 65301S-65301S-11.
- [80] R. G. Duncan and M. T. Raum, "Characterization of a fiber-optic shape and position sensor," 2006, pp. 616704-616704-11.
- [81] M. E. Froggatt and R. G. DUNCAN, "Fiber optic position and/or shape sensing based on rayleigh scatter," ed: Google Patents, 2010.
- [82] Y. L. Park, S. Elayaperumal, B. Daniel, S. C. Ryu, M. Shin, J. Savall, *et al.*, "Real-Time Estimation of 3-D Needle Shape and Deflection for MRI-Guided Interventions," *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics*, vol. 15, pp. 906-915, 2010.
- [83] S. Elayaperumal, Plata, J.C., Holbrook A.B., Park, Y-L., Pauly, K.B., Daniel, B.L., Cutkosky, M.R., "Autonomous real-time interventional scan plane control with a 3-D shape-sensing needle," *IEEE Transactions on medical imaging*, vol. Vol. 33, pp. 2128-2138, 2014.
- [84] K. Henken, Gerwen, D.V., Dankelman, J., van den Dobbelaer, J., "Accuracy of needle position measurements using fiber Bragg gratings," *Informa healthcare : Minimally invasive therapy*, vol. Vol. 21, pp. 408-414, 2012.

- [85] K. K. Mandal, F. Parent, S. Martel, R. Kashyap, and S. Kadoury, "Calibration of a needle tracking device with fiber Bragg grating sensors," 2015, pp. 94150X-94150X-8.
- [86] M. S. van der Heiden, Henken, K.R., Cheng, L.K., van den Bosch, B.G., van den Braber, R., Dankelman, J., van den Dobbelenstein, J.J., "Accurate and efficient fiber optical shape sensor for MRI compatible minimally invasive instruments," in *SPIE Optical systems design*, Barcelona, Spain, 2012.
- [87] K. R. Henken, Dankelman, J., van den Dobbelenstein, J.J., Cheng, L.K., van der Heiden, M.S., "Error analysis of FBG-based shape sensors for medical needle tracking," *IEEE/ASME Transactions on mechatronics*, vol. Vol. 19, pp. 1523-1531, October 2014 2014.
- [88] M. Kemp, "Flexible needle steering using fiber Bragg grating sensors," MSc Thesis Report, EEMCS/ Electrical Engineering : Control Engineering, University of Twente, 2012.
- [89] R. J. Roesthuis, Kemp, M., van den Dobbelenstein, J.J., Misra, Sarthak, M., "Three-dimensional needle shape reconstruction using an array of fiber Bragg grating sensors," *IEEE/ASME Transactions on mechatronics*, vol. Vol. 19, pp. 1115-1126, April 25th. 2014 2014.
- [90] M. Abayazid, M. Kemp, and S. Misra, "3D flexible needle steering in soft-tissue phantoms using Fiber Bragg Grating sensors," in *Robotics and Automation (ICRA), 2013 IEEE International Conference on*, 2013, pp. 5843-5849.
- [91] B. A. Childers, Gifford, D.K., Duncan, R.G., Raum, M.T., Vercellino, M.E., Froggett, M.E., "Fiber optic position and shape sensing device and method relating thereto," United States Patent US 7,781,724 B2, 2010.
- [92] Wikipedia. (2016). *Euler-Bernoulli beam theory*. Available: https://en.wikipedia.org/wiki/Euler%20%93Bernoulli_beam_theory
- [93] A. T. Group. (2002, Mars 22th). *IXN BenchtopéRackmount Programmable Switches*.
- [94] Corning. (2014, Mars 22th). *SMF-28 Ultra Optical Fiber - Product Information*.
- [95] Nufern. (2013, Mars 22th). *Photosensitive Single-Mode Fibers*.
- [96] S. Loranger, M. Gagné, V. Lambin-Iezzi, and R. Kashyap, "Rayleigh scatter based order of magnitude increase in distributed temperature and strain sensing by simple UV exposure of optical fibre," *Scientific reports*, vol. 5, 2015.

ANNEXE A

Cette annexe a pour seul objectif de montrer que cette approche demeure fonctionnelle même si l'aiguille possède plusieurs points de flexion différents. En effet, nous avons fait une expérience pour voir si la reconstruction de forme demeure efficace si, par exemple, l'aiguille était déformée à deux endroits (plutôt que de suivre qu'une simple translation du bout de l'aiguille). La figure 6.1 illustrée ici montre qu'effectivement, la méthode proposée dans ce mémoire demeure très efficace dans le cas échéant (courbe en rouge). La précision de cette méthode a été évaluée en utilisant du papier millimétrique et a été estimée à $\sim 1\text{mm}$, correspondant à l'erreur quadratique moyenne (RMS) sur chaque point le long de l'aiguille. Cette figure n'a pas été insérée dans le mémoire puisqu'elle ne découle pas d'une analyse statistique rigoureuse.

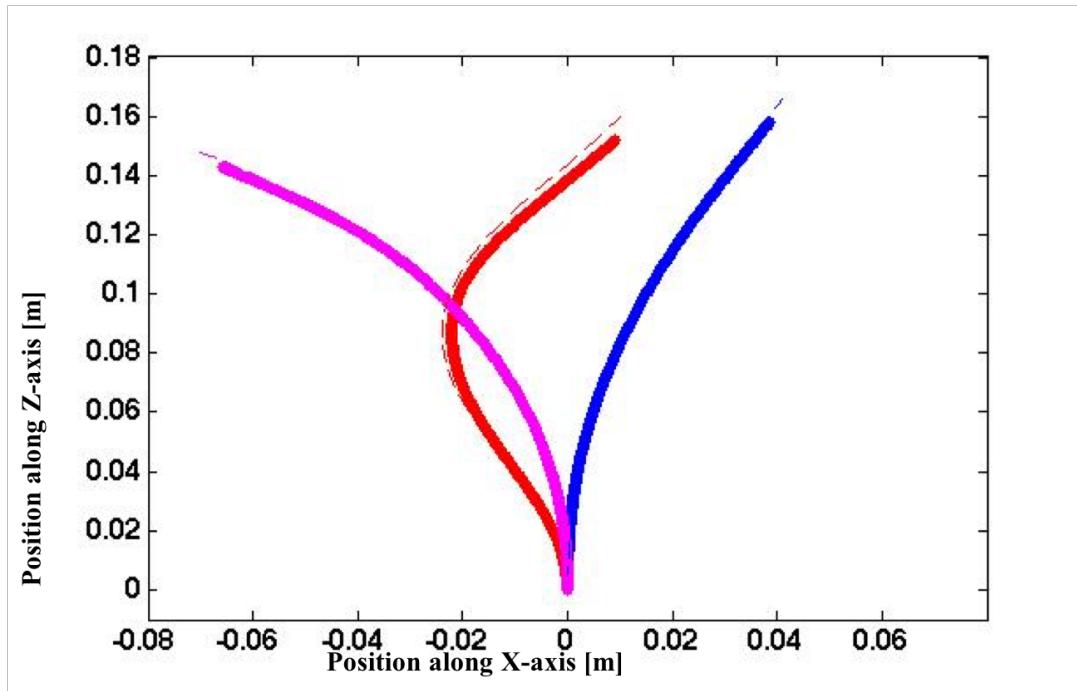


Figure 6.1 : Illustration de la reconstruction de forme lorsque l'aiguille subit une déformation arbitraire au lieu d'un déplacement unidirectionnel du bout de l'aiguille.